
مدينة الملك عبد العزيز للعلوم والتقنية
المنظمة العربية للترجمة

فلاديمير ف. ميتين فياتشسلاف أ. كوشلاب
ميكائيل أ. ستروسكيو

مدخل إلى الإلكترونيات النانوية

علم وهندسة وتطبيقات

ترجمة
د. علي سكاف

سلسلة كتب التقنيات الاستراتيجية والمتقدّمة

المحتويـــات

تقديـــم

سلسلة كتب التقنيات الاستراتيجية
مبادرة الملك عبد الله للمحتوى العربي

يطيب لي أن أقدم لهذه السلسلة التي جرى انتقاؤها في مجالات تقنية ذات أولوية للقارئ العربي في عصر أصبحت فيه المعرفة محركاً أساسياً للنمو الاقتصادي والتقني، ويأتي نشر هذه السلسلة بالتعاون بين مدينة الملك عبد العزيز للعلوم والتقنية والمنظمة العربية للترجمة، ويقع في إطار تلبية عدد من السياسات والتوصيات التي تعنى باللغة العربية والعلوم، ومنها:

أولاً: البيان الختامي لمؤتمر القمة العربي المنعقد في الرياض 1428هـ 2007م الذي يؤكد ضرورة الاهتمام باللغة العربية، وأن تكون هي لغة البحث العلمي والمعاملات حيث نصّ على ما يلي: (وجوب حضور اللغة العربية في جميع الميادين، بما في ذلك وسائل الاتصال، والإعلام، والإنترنت وغيرها).

ثانياً: «السياسة الوطنية للعلوم والتقنية» في المملكة العربية السعودية التي انبثق عنها اعتماد إحدى عشرة تقنية إستراتيجية هي: المياه، والبترول والغاز، والبتروكيميائيات، والتقنيات المتناهية الصغر (النانو)، والتقنية الحيوية، وتقنية المعلومات، والإلكترونيات والاتصالات والضوئيات، والفضاء والطيران، والطاقة، والمواد المتقدمة، والبيئة.

ثالثاً: مبادرة الملك عبد الله للمحتوى العربي التي تفعِّل أيضاً ما جاء في البند أولاً عن حضور اللغة العربية في الإنترنت، حيث تهدف إلى إثراء المحتوى العربي عبر عدد من المشاريع التي تنفذها مدينة الملك عبد العزيز للعلوم والتقنية بالتعاون مع جهات مختلفة داخل المملكة وخارجها. ومن هذه المشاريع ما يتعلق برقمنة المحتوى العربي القائم على شكل ورقي وإتاحته على

شبكة الإنترنت، ومنها ما يتعلق بترجمة الكتب الهامة، وبخاصة العلمية، مما يساعد على إثراء المحتوى العلمي بالترجمة من اللغات الأخرى إلى اللغة العربية بهدف تزويد القارئ العربي بعلم نافع مفيد.

تشتمل السلسلة على ثلاثة كتب في كلٍّ من التقنيات التي حددتها «السياسة الوطنية للعلوم والتقنية». واختيرت الكتب بحيث يكون الأول مرجعاً عالمياً معروفاً في تلك التقنية، ويكون الثاني كتاباً جامعياً، والثالث كتاباً عاماً موجهاً إلى عامّة المهتمين، وقد يغطّي ذلك كتاب واحد أو أكثر. وعليه، تشتمل سلسلة كتب التقنيات الاستراتيجية والمتقدمة على ما مجموعه ثلاثة وثلاثون كتاباً مترجماً، كما خصص كتاب إضافي منفرد للمصطلحات العلمية والتقنية المعتمدة في هذه السلسلة كمعجم للمصطلح.

ولقد جرى انتقاء الكتب وفق معايير، منها أن يكون الكتاب من أمهات الكتب في تلك التقنية، ولمؤلفين يشهد لهم عالمياً، وأنه قد صدر بعد عام 2000، وأن لا يكون ضيّق الاختصاص بحيث يخاطب فئة محدودة، وأن تكون النسخة التي يترجم عنها مكتوبة باللغة التي ألّف بها الكتاب وليست مترجمة عن لغة أخرى، وأخيراً أن يكون موضوع الكتاب ونهجه عملياً تطبيقياً يصبّ في جهود نقل التقنية والابتكار، ويساهم في عملية التنمية الاقتصادية من خلال زيادة المحتوى المعرفي العربي.

إن مدينة الملك عبد العزيز للعلوم والتقنية سعيدة بصدور هذه المجموعة من الكتب، وأود أن أشكر المنظمة العربية للترجمة على الجهود التي بذلتها لتحقيق الجودة العالية في الترجمة والمراجعة والتحرير والإخراج، وعلى حسن انتقائها للمترجمين المتخصصين، وعلى سرعة الإنجاز، كما أشكر اللجنة العلمية للمجموعة التي أنيط بها الإشراف على إنجازها في المنظمة وكذلك زملائي في مدينة الملك عبد العزيز للعلوم والتقنية الذين يتابعون تنفيذ مبادرة الملك عبد الله للمحتوى العربي.

الرياض 20/ 3/ 1431 هـ
رئيس مدينة الملك عبد العزيز للعلوم والتقنية
د. محمد بن إبراهيم السويل

توطئــة

أهلاً بكم في عالم النانو المدهش! ستجدون في هذا الكتاب المبادئ الأساسية في العلوم النانوية، بالإضافة إلى تقنيات القياس وتصنيع المواد النانوية وتناولها في السلّم النانوي. يناقش الكتاب كيفية تطبيق هذه المبادئ والتقنيات والتقانات في الجيل الأحدث للإلكترونيات، المعروف بالإلكترونيات النانوية.

إن كلاً من علم الذرات والجزيئات البسيطة وعلم المواد من البنى الميكروية إلى القياسات الأكبر، معرّف بشكل جيد. ويبقى التحدي المتعلق بالحجم، والهام جداً، ممثلاً بالقياسات في البعد النانوي (وهي تمثّل بشكل خشن من 10 إلى 100 قطراً جزيئياً) حيث تحدد الخواص الأساسية للمواد، التي يمكن هندستها. ويمثل هذا الحقل من العلوم (العلوم النانوية) حقلاً متسعاً ومتعدد المجالات للبحث والتطوير البازغ.

تهتم التقانة النانوية بالمواد والبنى والنظم التي تبدي مكوّناتها خواصَّ فيزيائية وكيميائية وحيوية جديدة ومتغيرة بنتيجة حجومها النانوية الأبعاد. يمثل التحكم بهذه الخواص واستثمارها في بنى وأدوات في المستويات الذرية والجزيئية هدفاً أساسياً للتقانة النانوية. ولتحقيق هذا الهدف، من الضروري تعلم كيفية صنع واستعمال هذه الأدوات بشكل فعّال. لقد شهدت التقانة النانوية نمواً انفجارياً خلال الأعوام القليلة الماضية. وعلى وجه الخصوص، تقدمت تقنيات التصنيع النانوي بشكل هائل خلال السنوات الماضية. ومن الواضح أن التغيرات الثورية، في إمكانية قياس وتنظيم المواد والتلاعب بها في السلّم النانوي، تفيد الإلكترونيات بشكل كبير في سعيها الدؤوب إلى تصغير الأدوات والمكوّنات والنظم المتكاملة. وبدوره يمثل التصغير الذي تحتاجه الإلكترونيات قوة دافعة للعلوم النانوية والتقانة النانوية.

إن للتطبيقات العملية للعلوم النانوية والتقانة النانوية أهميةً كبرى، وهي تعتمد كثيراً على تدريب الناس في هذه المجالات. وبالتالي يتوجّب على التعليم الحديث أن يتصدى بسرعة للجوانب المتغيرة للعلوم النانوية والتقانة النانوية. ويتوجب تدريب أجيال جديدة من الباحثين والتقنيين والمهندسين في المجالات النانوية البازغة. وإسهاماً منّا في تعليم المجالات النانوية، نقدّم هذا الكتاب الذي يمثّل إطاراً يجمع الأفكار الأساسية اللازمة لفهم التطورات الحديثة المبنية على العلوم النانوية والتقانة النانوية مطبقة في مجال الإلكترونيات النانوية. تطور الكتاب من أبحاث المؤلفين وتجاربهم التعليمية في هذه المواضيع. ولقد وجدنا أن الكثير من الأفكار والإنجازات في المجالات المبنية على العلوم النانوية والتقانة النانوية يمكن شرحها بشكل سهل نسبياً، إذا جرى عرض الأسس بشكل سليم. لقد صمّمنا الكتاب لطلاب المرحلة الجامعية، الذين سيجري تدريبهم في مختلف المجالات، بما فيها العلوم النانوية، وفيزياء المواد، وهندسة الكهرباء والبصريات، وعلم المواد والهندسة، والهندسة الميكانيكية. كما يمكن للكتاب أن يفيد لتدريب الطلاب في الهندسة الحيوية والهندسة الكيميائية. وللوصول إلى هذا الجمهور الواسع، جرى عرض الموضيع بحيث يمكن للمدرس الاختيار تبعاً لخلفية الطلاب. أدرجنا مثلاً الفصل الثاني والثالث للطلاب الذين لم يدرسوا الميكانيك الكمومي. جرى استعمال التشابه مع حقول الأمواج (الأمواج المرنة والأمواج الضوئية) لتقديم الميكانيك الموجي للجسيمات والأسس الكمومية التي تلعب دوراً هاماً في تفسير خواص المواد النانوية.

قام أحدنا (فلاديمير ميتين V. Mitin أو V.V.M) بتدريس مقرر في الفصل الثاني لطلاب السنة الثانية. وقد جرى عرض الفصلين الثاني والثالث لهؤلاء الطلاب بالتفصيل، وعليه فلم يتبق وقت لتغطية كل الأدوات المذكورة في الفصل الثامن. ولو كان لدى الطلاب دراية بميكانيك الكم لكان من الممكن أن يبدأ المدرس من الفصل الرابع مباشرة. يمكن للكتاب أن يستخدم في مقررات بداية الدراسات العليا، أو في نهاية السنوات الجامعية الأولى. قام واحد آخر منّا (م. ستروسكيو M. Stroscio أو M.A.S) بتدريس مقرر لطلاب قدموا من الهندسة الكهربائية وهندسة المواد والهندسة الكيميائية والهندسة الميكانيكية والفيزياء. بتغطية الفصلين الثاني والثالث في البداية يمكن للطلاب التقدم اعتباراً من هذه القاعدة المشتركة في الميكانيك الكمومي والمواضيع

الفيزيائية الأساسية لتغطية مواضيع أكثر تقدماً في هذا الكتاب أو في غيره ككتاب **البنى المتباينة الكمومية** لنفس المؤلفين ميتين وكوشلاب وستروسكيو (V. Mitin، V. Mitin، V. Kochelap and M. Stroscio). هذا ما فعله ستروسكيو لدى تدريس الإلكترونيات النانوية لطلاب دراسات العليا من خلفيات متعددة تتراوح بين الهندسة والعلوم الفيزيائية. ولقد ضمنا لهذا الغرض تفاصيل الاشتقاقات والبراهين الرياضية للمفاهيم الواردة في بعض الفقرات. ويمكن حذف هذه التفاصيل في الدراسة الجامعية الأولى.

يحتوي هذا الكتاب مسائل حول مواضيع مختلفة. توضح هذه المسائل المواضيع الأساسية وتساعد الطلاب على فهم وتعلم المبادئ الأساسية للعلوم النانوية والتقانة النانوية.

* * *

تنتظم فصول الكتاب في ثلاث مجموعات رئيسية.

للفصول الأول إلى الثالث طبيعة تقديمية. نقدم في الفصل الأول بشكل مقتضب موضوع الكتاب الأساسي. يجري استعراض مختلف المناحي وآخرها في التقانات النانوية لأنصاف النواقل والعناصر الإلكترونية، إضافة إلى المفاهيم الحديثة للعناصر النانوية. وتبين هذه المناحي أهمية فهم أساسيات العلوم النانوية.

قمنا بكتابة الفصلين الثاني والثالث للطلاب الذين لم يتبعوا دروساً في الميكانيك الكمومي. جرى استعمال التشابه مع حقول الأمواج (الأمواج المرنة والأمواج الضوئية) لتقديم الميكانيك الموجي للجسيمات والأسس الكمومية التي تلعب دوراً هاماً في تفسير خواص المواد النانوية.

نبيّن في الفصل الثاني أن القوانين الفيزيائية الأساسية، التي تحكم الجسيمات والحقول المادية في العالم النانوي، تختلف عن تلك التي تطبق على الظواهر الجهرية. بدءاً من تحليل حقل موجي ما (الاهتزازات المرنة في الأجسام الصلبة والحقول الكهرومغنطيسية. . .)، نجد سلوكاً شبيهاً بسلوك الجسيمات للحقل الموجي في حالة أطوال الموجة الصغيرة و/أو في حالة الأبعاد الفراغية التي تفوق طول الموجة. وبتحليل حركة الجسيمات، نثبت أنه لا يمكن توصيف الجسيمات بإحداثياتها وعزومها الدقيقة في حالة الأبعاد

الفراغية الصغيرة، وكذلك أن الجسيمات تتصرف كامتداد لأجسام شبيهة بالأمواج. يعتبر هذا التحليل أساس الازدواجية بين الموجة والجسيم التي تمثل أحد مرتكزات الفيزياء النانوية.

ونناقش في الفصل الثالث المفاهيم الفيزيائية الأساسية والمعادلات المرتبطة بسلوك الجسيمات في العالم النانوي. نقدم معادلة شرودنغر (Shrödinger) الموجية للجسيمات، ونحدد طرق حساب الكميات الفيزيائية. كما نقوم بتحليل عدد من الأمثلة الخاصة باستخدام الميكانيك الموجي، آخذين بعين الاعتبار الأشكال المتعددة للبنى النانوية. يمكن استعمال الأمثلة المعروضة كنماذج بسيطة لبنى نانوية في الفصول التالية.

خصِّص الفصلان الرابع والخامس للمواد المستخدمة في الإلكترونيات النانوية، وطرق تنميتها وتصنيعها وتقنيات توصيفها.

نعرض في الفصل الرابع المواد الأساسية المستخدمة في الإلكترونيات النانوية. حيث نبدأ بالمواد نصف الناقلة باعتبارها تمثل أقوى المرشحين للاستخدام في الإلكترونيات النانوية، لأن أنصاف النواقل توفر مرونة عالية في التحكم بالخواص الإلكترونية والبصرية ووظائف أدوات الإلكترونيات النانوية. وسنبين كيف يمكن صناعة البنى والأدوات النانوية، بدءاً من مواد تشبه الركيزة، عبر نظم تنمية وإشابة مناسبة وما يتبع من تغييرات ومعالجة. ونقدم بعدئذ مواد أخرى ذات خواص تبشر بإمكانات هائلة في الإلكترونيات النانوية. كما نناقش أنصاف النواقل العضوية وأنابيب الكربون النانوية.

نقدم في الفصل الخامس الطرق الأساسية لتنمية المواد وتصنيع أدوات الإلكترونيات النانوية. حيث نبدأ تحليل تصنيع الأدوات النانوية على أساس مواد تامة، ونكمل بذكر تقنيات المعالجة. ويجري عرض جميع مراحل التصنيع وطرق المعالجة بالتفصيل. نناقش بعد ذلك النظم الخاصة تنمية المواد، حيث تتشكل البنى النانوية (النقاط الكمومية بشكل أساسي) تلقائياً بفضل حركية النمو. تمثل مقاربات انتاج البنى النانوية وأدوات الإلكترونيات النانوية تحسينات تدريجية لطرق التنمية والتصنيع المطبقة مسبقاً في مجال الإلكترونيات الدقيقة. وبشكل عام، تتطلب الأجسام ذات البعد النانوي كأنابيب الكربون النانوية والجزيئات الحيوية تقنيات تصنيع أخرى. سنسلط الضوء على هذه التقنيات المبتكرة في هذا الفصل أيضاً.

نولي اهتماماً خاصاً إلى أهم تقنيات التوصيف كمجهر القوة الذرية (Atomic Force Microscopy) ومجهر المسح النفقي (Scanning Tunneling Microscopy) ومجهر الإصدار الإلكتروني (Transmission Electron Microscopy) وغيرها.

وكذلك نستعرض في الفصل الخامس التطورات في مجال التقانة النانوية الناتجة من الكيمياء والبيولوجيا التركيبية. تتضمن التطورات الطرق الكيميائية والحيوية للنمذجة النانوية لتزويد المواد ذات البنى النانوية بخواص قابلة للبرمجة تركيبياً ومعرّفة مسبقاً. تجري مناقشة الأفكار الأساسية المتعلقة بهذه المقاربات الكيميائية والحيوية. ندرس ختاماً طرق تصنيع صف جديد من الأدوات المعروفة بالنظم الكهروميكانيكية النانوية NEMS (Nano Electro Mechanical Systems).

تتضمن الفصول من السادس إلى الثامن تحليلات للمواصفات الإلكترونية للبنى النانوية وللنظم التقليدية الصغيرة الأبعاد والأجسام النانوية المكتشفة مؤخراً.

يجري في الفصل السادس تحليل نقل حوامل الشحنة. نوضح الأشكال الهامة لنظم النقل عن طريق مقارنة بعدي الطول والزمن للنواقل بأبعاد الأدوات الظواهر الزمنية المتعلقة بترددات عمل الأدوات. نتناول بعدئذ سلوك الإلكترونات في الحقول الكهربائية العالية، بما فيها آثار الإلكترونات الساخنة. ونصف النقل التسريبي من أجل الأدوات القصيرة، وأثر ازدياد السرعة، إضافة إلى الحركة المقذوفية النصف التقليدية للإلكترونات. ونقدم أفكاراً حول النقل الكمومي في الأدوات النانوية الأبعاد.

لتمييز البنى النانوية التي دخلت التطبيقات عن النظم البازغة حديثاً، نطلق على الأولى تسمية البنى منخفضة الأبعاد (الآبار الكمومية والأسلاك الكمومية والنقاط الكمومية). وسوف نصف هذه البنى في الفصل السابع.

سنتناول في الفصل الثامن الأدوات الإلكترونية والبصرية والكهروميكانيكية البازغة حديثاً والمرتكزة على البنى النانوية. نناقش أولاً الأدوات المشابهة لتلك المعروفة في الإلكترونيات الدقيقة باستعمال مقاربة التصغير السهلة. تتضمن الأمثلة أدوات ذات بنى مختلطة كالترانزستور الثنائي القطبية وذي الأثر الحقلي والليزر الثنائي القطبية. ندرس بعد ذلك الأدوات النانوية المعتمدة على المبادئ

الفيزيائية الحديثة التي لا يمكن تحقيقها في الأدوات الميكروية الأبعاد. ومن بين هذه الأدوات ترانزستورات الإلكترونات الساخنة، وأدوات ذات إلكترون نقل وحيد، والليزر ذو الحقن المتسلسل الأحادي القطبية، والأدوات الكهروميكانيكية النانوية، وآلات النقاط الكمومية الخلوية. وهنالك مزيد من الأدوات التي تستحق الذكر، فعلى سبيل المثال لم يحظ تطور تقانة الأدوات السيليكونية باهتمام كاف. تزودنا الأفكار والنتائج المعروضة بفهم للتطورات التي ستشهدها الإلكترونيات النانوية والإلكترونات البصرية في المستقبل القريب، التي ستحدث نتيجة لتقدم التقانة النانوية. وهذا ما يشجع الطلاب على تعلّم المزيد حول الإلكترونيات النانوية.

للمؤلفين عديد من الزملاء المحترفين والأصدقاء من بلاد كثيرة يتوجب شكرهم. فلم يكن ليكتمل هذا العمل بدون مساهماتهم وتضحياتهم. يذهب شكرنا الخاص إلى قسم مراكز الهندسة والتعليم الهندسي (EEC) في إدارة الهندسة، وإلى قسم أبحاث المواد (DMR) في إدارة علوم الفيزياء والرياضيات (MPS)، وخاصة إلى مديرة البرنامج ماري بواتس في مؤسسة العلوم الوطنية لدعمها الجزئي لهذا العمل عبر العلوم والهندسة النانوية (NSE) ـ برنامج التقانة النانوية في التعليم الجامعي (NUE). ونقدر مساعدة د. نظامي فاغيدوف في تحضير الأشكال وتنضيد النص.

يشكر .V.V.M الدعم والتشجيع الفعال لأعضاء قسم الهندسة الكهربائية وكلية الهندسة والعلوم التطبيقية، إضافة إلى أعضاء مركز الأدوات والنظم الهجينة النانوية، وخاصة د. أندريه سيرغيف من جامعة بوفالو ـ جامعة ولاية نيويورك. كما يشكر أيضاً الطلاب الذين اتبعوا مقرر EE 240 «التقانة النانوية، الهندسة والعلوم» وكذلك ماثيو بيل مساعد تدريس المقرر. ولقد ساهمت ملاحظاتهم في اختيار وتقديم المادة العلمية المعطاة في هذا الكتاب. ولقد ساهم الطالبان غارون فاغيدوف وجوناثان بيل ببعض أعمال التنضيد .V.V.M. ممتن أيضاً لعائلته وأصدقائه لدعمهم وتشجيعهم، إضافة إلى تفهمهم وصفحهم لعدم تخصيصه الوقت الكافي لهم أثناء العمل على الكتاب، وخاصة أمّه وحفيده أنثوني وحفيدته كريستينا التي يشتاق لها بأكبر قدر.

يشكر V.A.K زملاءه الأساتذة س. سفشنيكوف وأ. بلاييف وف. فاسكو والدكتور ف. بيبا والدكتور ب. غلافن من معهد فيزياء أنصاف النواقل في كييف

للمناقشات المثمرة للمشاكل العامة ومستقبل العلوم النانوية والإلكترونيات النانوية. ولقد حرض الطيف الواسع لاتجاهات البحث وجو الابتكار السائد في قسم الفيزياء النظرية تدخله في نشاطات العلوم النانوية المختلفة. كما يشكر التواصل الدائم مع الخريجين وطلاب الدكتوراه الذي منحه تغذية عكسية قيمة خلال العمل على هذا الكتاب .V.A.K ممتن كثيراً لجميع أعضاء أسرته لتفهمهم ودعمهم الدائم.

يقدم .M.A.S خالص شكره للعميدين بريث بانرجي ولاري كنيدي في كلية الهندسة ـ جامعة إلينوي في شيكاغو UIC مجهودهما الدائم لتشجيع التميز في البحث في UIC . يشكر .M.A.S الدعم الكريم وتشجيع ريتشارد ولون هيل. ويذهب الشكر الخاص إلى د. دويت ورلاند من مكتب أبحاث الجيش الأمريكي، والدكاترة دانييل جونستون وتود ستاينر وكيت رينهارد من AFOSR، ود. راجندر خولسا ود. جيمس منك وأوشا فارشني من المؤسسة الوطنية للعلوم، ود. دانييل هر من شركة أبحاث أنصاف النواقل ود. جون كارانو من وكالة مشاريع أبحاث الدفاع المتقدمة لتشجيعهم واهتمامهم. ويقر .M.A.S بالأدوار الأساسية التي لعبها الزملاء المحترفون والأصدقاء في الأحداث المؤدية لمساهماته في هذا الكتاب. ومن بين هؤلاء الأستاذ رتشارد ماجن رئيس قسم الهندسة الحيوية في UIC والأساتذة روبرت ترو ـ جيرالد إيافرت ـ م. لتلجون ـ ك. كيم ـ ر. وم. كولباس ود. سيرغي كومرنكو من جامعة ولاية كارولينا الشمالية، والأساتذة ج. بيلنكي ـ س. لوري ـ م. كيسين من جامعة ولاية نيويورك في ستوني بروك، والأساتذة جورج حداد وبالاب باتاشاريا وجاسبرت سنغ ود. ج ـ ب سن من جامعة متشيغان، والأساتذة كارل هيس وج. ب. لوبرتون في جامعة إلينوي في أوربانا ـ كامبين، والأستاذ ل. رجستر من جامعة تكساس في أستن، والأساتذة كريغ كاسي وستيفن تيتسورث من جامعة ديوك. يشكر .M.A.S أيضاً أعضاء عائلته لدعمهم أثناء تحضير هذا الكتاب، وهم أنثوني ونورما ستروسكيو، وميترا دوتا، وإليزابيث وغوتام ومارشال ستروسكيو.

الترميـز
Notation

A	amplitude of wave	مطال الموجة
< A >	average value of A	القيمة الوسطى لـ A
a	lattice constant	ثابت الشبكة
a_0	length of carbon-carbon bond in carbon nanotubes	طول رابطة كربون ـ كربون في أنابيب الكربون النانوية
a_1, a_2, a_3	basis vectors	أشعة القاعدة
a_i	basis vectors of lattice	أشعة قاعدة الشبكة
B	magnetic field	الحقل المغناطيسي
C	capacitance	مكافئة
d	translation vector	شعاع الانسحاب
D	diffusion coefficient	عامل الانتشار
d_{sp}	spacer thickness	سماكة الفاصل
E	energy of a particle	طاقة جسيم
E_F	Fermi level	مستوى فيرمي
E_g	bandgap	فجوة الحزم
e	elementary charge	الشحنة الابتدائية
F	electric field	حقل كهربائي
F_0	amplitude of electric field	مطال الحقل الكهربائي
f	frequency	التردد
f_{set}	frequency of Bloch oscillations	تردد اهتزازت بلوخ
f	vector of force	شعاع القوة
F	distribution function	تابع التوزع
F_F	Fermi distribution function	تابع توزع فيرمي

G	conductance	ناقلية
G_0	quantum of conductance	كم الناقلية
$\hat{\mathcal{H}}$	Hamiltonian operator	المؤثر الهاملتوني
H	magnetic field	الحقل المغناطيسي
H	direction of the nearest-neighbor hexagon rows	اتجاه أقرب الصفوف السداسية المجاورة
$\mathcal{H}$	total energy, Hamiltonian function	الطاقة الكلية التابع الهاملتوني
h	Planck's constant	ثابت بلانك
h	wave energy density	كثافة طاقة الموجة
h_{1D}	wave energy density for a one-dimensional medium	كثافة طاقة الموجة لوسط أحادي البعد
$\hbar$	Planck's constant divided by 2π	ثابت بلانك مقسوماً على 2π
J	current density	كثافة تيار
I	current	التيار
I_T	tunnel current	التيار النفقي
L	wave intensity	شدّة الموجة
i	quantum-mechanical flux of the particles	التدفق الميكانيكي الكمومي للجسيمات
k	wavevector	شعاع الموجة
k_B	Boltzmann's constant	ثابت بولتزمان
L	inductance	التحريض
L_T	thermal diffusion length	طول الانتشار الحراري
l_e	mean free path between two elastic collisions	المسار الوسطي الحر بين صدمين مرنين
l	orbital quantum number	العدد المداري الكمومي
l	angular momentum	الاندفاع الزاوي
$l_Ø$	coherence length	طول التوافق
L_E	inelastic scattering length	طول البعثرة اللامرنة
L_x, L_y, L_z	dimensions of a sample	أبعاد العينة
M	mass of resonator	كتلة المجاوب
M	magnetic dipole moment	عزم ثنائي القطب المغناطيسي

m	magnetic quantum number	العدد الكمومي المغناطيسي
m*	effective mass of electron	الكتلة الفعالة للإلكترون
m_0	mass of an electron in vacume	كتلة الإلكترون في الخلاء
m_{HH}	heavy-hole mass	كتلة الثقب الثقيل
m_{LH}	light-hole mass	كتلة الثقب الخفيف
m_{SH}	split-off hole mass	كتلة الثقب المنشطر
N_s	sheet concentration of donors	التركيز السطحي للمانحين
N_{depl}	sheet concentration of ionized acceptors	التركيز السطحي للمستقبلين المؤينين
n	principal quantum number	العدد الكمومي الأساسي
n_s	sheet concentration of electrons	التركيز السطحي للإلكترونات
$P(\xi)$	Hermite polynomial	حدودية هيرميت
P_b	Probability of finding electron under the barrier	احتمال وجود إلكترون تحت الحاجز
q	wavevector	شعاع الموجة
Q	quality factor	عامل النوعية
Q	amount of deposited material	كمية المادة المترسبة
R	radial function	تابع قطري
r	magnitude of radius vector	طويلة شعاع نصف القطر
r	coordinate vector	شعاع الإحداثية
r_0	Bohr's radius	نصف قطر بور
R	radius of quantum dot	نصف قطر النقطة الكمومية
R	tube radius of carbon nanotube	نصف قطر أنبوب الكربون النانوي
R	reflection coefficient	عامل الانعكاس
S	spin-intrinsic angular momentum	اللف ـ الاندفاع الزاوي الذاتي
S	cross-section	المقطع العرضي
S_z	projection of the spin of electron	مسقط لف الإلكترون
s	distance between tip and surface	المسافة بين الطرف والسطح
s	phase velocity of traveling wave	سرعة الصفحة للموجة المسافرة
s	spin of electron	لف الإلكترون

t	time	الزمن
t_{tr}	transit time	زمن العبور
T	time period	الدور الزمني
T	vector corresponding to tube axis of carbon nanotube	الشعاع الموافق لمحور أنبوب الكربون النانوي
T	ambient temperature	درجة حرارة الغرفة
T_e	electron temperature	درجة حرارة الإلكترون
T_d	translation operator	عامل الإزاحة
$u_k(r)$	Bloch periodic function	تابع بلوخ الدوري
u	displacement of atoms from their equilibrium positions	انزياح الذرات عن مواضع التوازن
V	potential energy	الطاقة الكامنة
V	volume	الحجم
V_b	barrier height	ارتفاع الحاجز
V_0	volume of primitive cell	حجم الخلية الأساسية
v_d	average (drift) velocity	السرعة الوسطى للانجراف
v	velocity	السرعة
v_h	velocity of hole	سرعة الثقوب
W	crystalline potential	كمون البلورة
U_M	potential energy	الطاقة الكامنة
z_0	characteristic length	الطول المميز
Z	atomic number	العدد الذري
α	dimensionality factor	عامل الأبعاد
β	spring constant	ثابت النبض
$\delta(x)$	Dirac's delta-function	تابع ديراك
$\in$	relative mismatch of lattice constants of the substrate and epilayer	عدم التطابق النسبي لثابتي الشبكة للركيزة والطبقة المنضدة
$\in$	dielectric constant of the medium	ثابت عازلية الوسط
$\in_0$	permittivity of free space	سماحية الخلاء
ε	energy	الطاقة

Φ	potential	الكمون
Φ_b	built-in Schottky voltage, Schottky barrier	جهد شوتكي المضمن ـ حاجز شوتكي
Φ_0	applied voltage	الجهد المطبق
ϕ	phase	الصفحة
ϕ	polar angle	الزاوية القطبية
γ	gyromagnetic ratio	النسبة المغناطيسية
Λ_{1D}	elastic modulus of string	عامل مرونة الخيط
λ	wavelength	طول الموجة
μ	electron mobility	حركية الإلكترون
μ_{ph}	partial electron mobility, determined by phonon scattering	حركية الإلكترون الجزيئية ـ المحددة ببعثرة الفوتون
μ_{im}	partial electron mobility, determined by impurity scattering	حركية الإلكترون الجزيئية ـ المحددة ببعثرة الإشابة
ν	set of quantum numbers	مجموعة الأعداد الكمومية
ξ	vector of polarization	شعاع الاستقطاب
ξ	dimensionless coordinate	إحداثية بدون بعد
Ω	angular frequency of a particle	التردد الزاوي لجسيم
Ω	ohm	أوم
Ω	frequency	التردد
ω_q	frequency of harmonic oscillator	تردد المهتز التوافقي
$\Psi(r,t)$	non-stationary wavefunction	تابع موجة غير مستقرة
$\Psi^*(r,t)$	complex conjugate of wavefunction $\Psi(r,t)$	الموافق العقدي لتابع الموجة Ψ (r,t)
$\psi(r)$	stationary wavefunction	تابع الموجة المستقرة
ρ	three-dimensional density	كثافة ثلاثية الأبعاد
ρ_{1D}	linear density of string	الكثافة الخيطية للخيط
ρ	density of states	كثافة الحالات
σ	conductivity	الناقلية
Θ	theta-function	التابع ثيتا
θ	polar angle	الزاوية القطبية

τ_E	mean free time between two inelastic collisions	الزمن الوسطي الحر بين صدمين لامرنين
τ_d	decay time of flexural vibrations	زمن انحلال الاهتزازات الثني
τ_e	mean free time between two elastic collisions	الزمن الوسطي الحر بين صدمين مرنين
X(z)	wavefunction	تابع الموجة
x	electron affinity	تشابه الإلكترون

الاختصـــارات
Abbreviations

BT	Bipolar Transistor	ترانزستور ثنائي القطبية
CMOS	Complementary MOS, i.e, NMOS and PMOS on the Same Chip NMOS and PMOS	على نفس الجذادة
DPN	Dip-Pen Nanolithography	الطبع الضوئي النانوي بالريشة
FET	Field-Effect Transistor	ترانزستور الأثر النفقي
JBT	Homojunction BT	متماثل الوصلة BT
JFET	Junction FET	الوصلة FET
HBT	Hetrojunction BT	متباين الوصلة BT
HEMT	High-Electron-Mobility Transistor	ترانزستور حركية الالكترونات العالية
HFET	Hetrojunction FET	المتباين الوصلة
HOMO	Highest Occupied Molecular Orbit	المدار الجزيئي المشغول الأعلى
LUMO	Lowest Unoccupied Molecular Orbit	المدار الجزيئي غير المشغول الأدنى
MES	Metal-Semiconductor	معدن ـ نصف ناقل
MESFET	Metal-Semiconductor FET	معدن ـ نصف ناقل FET
MODFET	Modulation-Doped FET	تعديل الإشابة FET
MOS	Metal-Oxide-Semiconductor	معدن ـ أكسيد ـ نصف ناقل
MOSFET	Metal-Oxide-Semiconductor FET	معدن ـ أكسيد ـ نصف ناقل FET

QUIT	Quantum Interference Transistor	ترانزستور التداخل الكمومي
RTD	Resonant-Tunneling Diode	ديود التجاوب النفقي
SIMOX	Separation by Implantation of Oxygen	الفصل بذرع الأكسجين
SMS	Semiconductor-Metal-Semiconductor	نصف ناقل ـ معدن ـ نصف ناقل
VMT	Velocity-Modulation Transistor	ترانزستور تعديل السرعة

الفصل الأول

نحو السلم النانوي

يقدم هذا الكتاب الأسس والأفكار الرئيسية التي تنبع من البحث الذي يرسي دعائم الحقل التطبيقي المسمى الإلكترونيات النانوية. تعد الإلكترونيات النانوية بتحسين وتضخيم واستبدال جزئي لحقل الإلكترونيات الدقيقة الشهير. تعبّر البادئة "ميكرو" عن جزء من مليون، وعند تطبيقها على الإلكترونيات فهي تدل على أن الأبعاد المميزة لأصغر خواص في الأدوات الإلكترونية التقليدية تقدر بالميكرون. تعبّر البادئة "نانو" عن جزء من مليار. وعليه ينبغي أن تكون أبعاد الأدوات في الإلكترونيات النانوية أصغر بألف مرة منها في الإلكترونيات الدقيقة.

إن هذا التقدم الثوري نحو تصغير الإلكترونيات يأتي من القدرة التي جرى تطويرها لقياس وتناول وتنظيم المادة في السلم النانوي من 1 إلى 100 نانومتر، أي من جزء إلى 100 جزء من مليار من المتر. تتقارب علوم الفيزياء والكيمياء والأحياء والمواد والهندسة في السلم النانوي نحو نفس المبادئ والأدوات، وتشكل فروعاً واسعة من العلوم والتقانة يمكن تسميتها العلوم النانوية أو التقانة النانوية (Nanotechnology).

ليس التقدم نحو السلم النانوي خطوة باتجاه التصغير فحسب، بل إنه يتطلب إدخال ودراسة ظواهر إضافية عديدة. تسيطر الفيزياء الكمومية في السلم النانوي على معظم الظواهر والإجراءات التي تبدي سلوكاً فريداً عندئذ. وينتظر إنجاز تقدم علمي أساسي مع ازدياد المعرفة في مجال العلوم النانوية. وسيؤدي هذا بدوره إلى تغيرات كبيرة في طرق فهم وتوليد المواد والأجهزة والنظم. وسيجري إنجاز وظائف وخواص إبداعية عبر التحكم بالمادة على مستوى كتلها الأساسية: ذرة بذرة، وجزيئاً بجزيء، وبنية نانوية ببنية نانوية.

تمثل كتل الحياة الأساسية (البروتينات والحموض النووية والكاربوهيدارت) أمثلة لمواد تمتلك خواصّ مذهلة تحدد بحجمها وهندستها ونماذجها في المستوى النانوي. تتضمن التقانة النانوية مكاملة البنى النانوية من صنع الإنسان في مركبات ونظم مادية أكبر. وتظل عناصر النظم الفعّالة، في هذه النظم الأكبر، في المستوى النانوي.

وللقوى التي تؤسس للتطورات في السلم النانوي مركبتان متكاملتان على الأقل : الفرص العلمية والحوافز التقانية.

الفرص العلمية

يمثل التقدم في مجال الفيزياء والكيمياء وعلم الأحياء في السلم النانوي خطوة طبيعية في دفع المعرفة وفهم الطبيعة. وتتوقف التطلعات العلمية في هذا الطريق على الظواهر الكمومية للبنى في السلم الذري والجزيئي أولاً، وتتوقف ثانياً على التفاعل المتبادل للأعداد الكبيرة من هذه الأشياء الصغيرة. تختلف في الواقع قوانين الفيزياء الأساسية في العالم النانوي عن تلك التي تطبق على الظواهر الجهرية المألوفة. تتحدد حركة الجسيمات والنظم في العالم النانوي بما يدعى الميكانيك الموجي أو الميكانيك الكمومي.

إن المبدأ الأساسي للفيزياء النانوية هو مفهوم أن لجميع المواد بما فيها الإلكترونات والنويات والذرات والحقول الكهرومغنطيسية... إلخ، سلوك الأمواج والجسيمات معاً. وتكون الثنوية جسيم– موجة لجميع المواد واضحةً بشكل مذهل في السلم النانوي. وتكون القوانين الإحصائية مهمة للتعامل مع أعداد كبيرة من الجسيمات أو النظم. وتختلف كثيراً الفيزياء الإحصائية في السلم النانوي عنها في السلم الجهري. تتبع الظواهر التي يدخل فيها عدد كبير من الجسيمات والنظم الصغيرة في الغالب قواعد مختلفة عنها في حالة الأعداد المحدودة. يتبدى السلوك التعاوني في النظم التي تضم أجساماً كثيرة بشكل جلي في السلم النانوي. وإضافة إلى الظواهر المذكورة هنالك صفوف ظواهر أخرى مهمة للعلوم في السلم النانوي.

من المفيد أن نذكر هنا المحاضرة التي ألقاها عام 1959 حامل جائزة نوبل الأستاذ ريتشارد فينمان (Richard Feynman) بعنوان "هنالك كثير من المتسع في الأسفل" حيث ناقش "مشكلة التلاعب والتحكم بالأشياء في الأبعاد الصغيرة". لم يشر فينمان إلى وجود "متسع في الأسفل" فحسب، بل أكد وجود "كثير من المتسع". وقد برر فينمان في محاضرته التطور الحتمي للمفاهيم والتقانات التي تؤسس للعالم النانوي، وقدم رؤيته لاكتشافات جديدة مثيرة وآفاق علمية في السلم النانوي.

الحوافز التقانية

سيكون لإنجازات العلوم النانوية والتقانة النانوية أثر بالغ في مجالات متعددة. ونتوقع أن تعمّ فوائد التقانات الجديدة العديد من مجالات العمل التطبيقية. ويتضمن ذلك المواد والتصنيع، والإلكترونيات، والحواسيب، والاتصالات وتقانات المعلومات، والطب والصحة، والزراعة. وبعد أن ذكرنا هدف الكتاب، سنركز على تفاصيل دوافع تطوير الإلكترونيات في السلم النانوي.

يعزى تطور الإلكترونيات جزئياً إلى المتطلبات الهائلة لتقانات المعلومات والاتصالات، بالإضافة إلى تطوير تطبيقات خاصة متعددة. تبدو الطلبات في نهم مستمر على الازدياد المطرد في حجم الذواكر والقدرات الحسابية والمعالجة وسرعة تراسل الإشارات. وتحدد هذه العوامل الاتجاهات المسيطرة للإلكترونيات الدقيقة والإلكترونيات البصرية المعاصرة. وقد عبّر الدكتور غوردون مور (Gordon Moore) أحد مؤسسي شركة إنتل عن ملاحظته التجريبية لوصف منحى تطور الإلكترونيات بقوله: "يتضاعف تعقيد الدارات المتكاملة كل 24 شهراً، مع كلفة أصغرية للعناصر". تعرف هذه العبارة التي يبلغ عمرها أربعين سنة بقانون مور وهي تمثل تقديراً لمدى تقدم صناعة الإلكترونيات. ويتنبأ قانون مور تحديداً أن عدد الأدوات الأساسية (الترانزستورات) في الشريحة يتضاعف في مدة تقدر من سنة إلى سنتين. وهذا ممكن فقط عندما يجري تحقيق تصغير تدريجي لكل العناصر الإلكترونية.

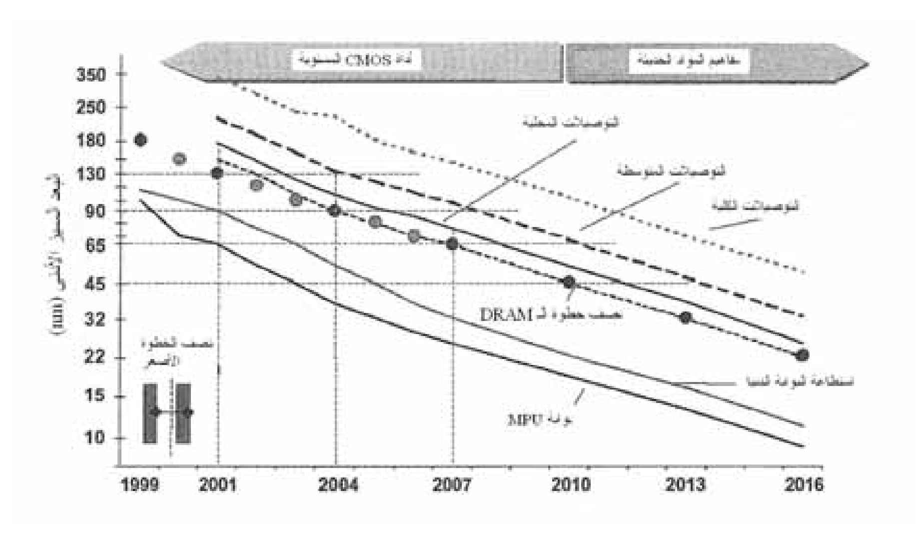
تستثمر الإلكترونيات الخواص الكهربائية للمواد الصلبة. يمكن تصنيف الأجسام الصلبة للتمييز بين العوازل والمعادن، أي إن العوازل مواد غير ناقلة، في حين إن المعادن مواد ناقلة جيدة. تتبوأ أنصاف النواقل مكان الوسط بين هذين الصفين: إن المواد نصف الناقلة مواد ناقلة وذات فعالية ضوئية وتتغير مواصفاتها الكهربائية والضوئية على مجال واسع. تمثل أنصاف النواقل المواد الأساسية للإلكترونيات الدقيقة، وتبقى المرشح الأساسي للاستخدام في بنى الإلكترونيات النانوية لأنها تتمتع بمرونة هائلة من حيث إمكانية التحكم بالخواص الإلكترونية والبصرية والوظائف لأدوات الإلكترونيات النانوية. وبناء على ذلك، سنحلل الاتجاهات المستقبلية للإلكترونيات في إطار تقانة أنصاف النواقل.

من المفيد أن نوضح هذه الاتجاهات والإنجازات عبر مثال إلكترونيات السليكون. تكاد الإلكترونيات الدقيقة المعاصرة ترتكز كلياً على تقانة السليكون، نظراً إلى خواص السليكون الفريدة. إنَ لهذه المادة نصف الناقلة ثباتاً ميكانيكياً عالياً، إضافةً إلى عازلية كهربائية وناقلية حرارية جيدتين. أضف إلى ذلك أنّ أوكسيد السليكون الرقيق والمقاوم والثابت قادر على تحمل الجهود العالية، ويمكن تشكيله ومعالجته بطرق متعددة. تتمتع تقانة السليكون أيضاً بميزة النمو التقاني المكتمل الذي يمكن من تنمية ركائز سليكونية (شرائح) ذات مساحة أكبر من أي مواد نصف ناقلة أخرى.

يمكن إيضاح مستوى المكاملة العالي، الذي يمكن تحقيقه في تقانة الإلكترونيات المبنية على السليكون، عن طريق العدد الهائل من العناصر الإلكترونية في الدارات المتكاملة المستخدمة في أي حاسوب أو متحكم كالذواكر (ذاكرات) الحركية (الديناميكية) ذات الولوج العشوائي DRAM.

إن العناصر الأساسية لذواكر DRAM في تقانة معدن–أكسيد–نصف ناقل المتتامة Si–CMOS تتمثل في ترانزستورات معدن–أكسيد–نصف ناقل ذات الأثر الحقلي MOSFETs. في هذا الترانزستورات تتولد قناة لعبور التيار الكهربائي في ركيزة السليكون بين وصلتي المنبع S والمصرف D المعدنيتين، ويمكن التحكم بمرور التيار عن

طريق البوابة المعدنية G المعزولة كهربائياً بواسطة طبقات رقيقة من أكسيد السليكون SiO_2 التي تبلغ سماكتها حالياً أقل من 10 نانومتر.



الشكل 1.1: عقد التقانات وأبعاد بوابة الترانزستور الصغرى بتطبيق خارطة الطريق ITRS

يظهر الشكل 1.1 تطور حجم ذواكر DRAM وبعد بوابة الترانزستور بدلالة الزمن. تحوي الجذاذة، إضافة إلى الترانزستورات والمكثفات، خطوط وصل معدنية لأغراض التوصيل الموضعي والعام. يظهر الشكل 1.1 الهبوط المطرد للأبعاد وتزايد مستويات المكاملة. تحوي جذاذة ذاكرة 64-Mbit DRAM قرابة 100 مليون ترانزستور في كل سنتيمتر مربع، وتكون أبعاد كل منها من رتبة 0.3 ميكرون. تتصرف ترانزستورات هذه الذاكرة، وكذلك ترانزستورات الجذاذة الأكبر 256-Mbit DRAM، كالعناصر التقليدية وتتبع قوانين الفيزياء التقليدية. أما دارات الجيل القادم فهي تدخل المجال النانوي حيث يسود ميكانيك الكم. في الواقع، وكما سنبحث في هذا الكتاب يصبح ميكانيك الكم مهيمناً في المجال من 1 إلى 10 نانومتر للأدوات العاملة في حرارة الغرفة. لقد بلغت تقانة اليوم السلم النانوي بما يتفق مع الشكل 1.1.

إن كلفة التصنيع المنخفضة لأنظمة الإلكترونيات الدقيقة تمثل أحد عوامل انتشار استخدامها وحجم إنتاجها الكبير. أضف إلى ذلك، أن هذه الكلفة لا تفتأ تنخفض، بالرغم من تزايد تعقيد أنظمة الإلكترونيات الدقيقة. يعطي الجدول 1.1 كلفة تصنيع الجذاذة وكلفة البت الواحد وكذلك مستويات الأداء الموافق بدلالة مستوى المكاملة. يمكننا أن نرى

أن عدد بتات الجذاذة قد تضاعف أربع مرات كل ثلاث سنوات (أي أسرع مما تنبأ به قانون مور)، وكذلك أن كلفة البت الواحدة قد قسم على اثنين ونيف.

الجدول 1.1: خارطة الطريق للإلكترونيات الدقيقة المبنية على السيليكون (توقعات رابطة صناعات السيليكون)

	2010	2007	2004	2001	1998	1995
الذواكر DRAM						
بت في الجذاذة	64 G	16 G	4 G	1 G	256 M	64 M
كلفة البت (ملي سنت)	0.00(	0.0005	0.001	0.003	0.007	0.017
كلفة الجذاذة (دولار أمريكي)	130	80	40	30	18	11
المنطق ، المعالجات الصغرية						
ترانزستور بالـ cm^2	90 M	50 M	25 M	13 M	7 M	4 M
كلفة الترانزستور (ملي سنت)	0.02	0.05	0.1	0.2	0.5	1
جهد التغذية (V)	0.9	1.2	1.5	1.8	2.5	3.3
المعاملات						
البعد المميز الأدنى (µm)	0.07	0.10	0.13	0.18	0.25	0.35
حجم الشريحة (بوصة)	16	16	12	12	8	8
كثافة العيوب الكهربائية	25	100	120	140	160	240

المعطيات من U. König, *Physica Scripta*, **T68**, 90, 1996

يذكر الجدول 1.1 مستوى تكامل الدارات المنطقية والمعالجات الصغرية أيضاً. نرى هنا أن مستوى التكامل يزداد بشكل أبطأ قليلاً من ذواكر DRAM. كذلك يمكننا القول إن كلفة عناصر الدارات المنطقية الأساسية (الترانزستورات) يزيد بشكل ملموس على حالة الذواكر، إلا أنه مع ذلك ينحو إلى التناقص. كما نلاحظ أن جهد تغذية الدارات المتكاملة يتناقص ببطء، ولكنه يتناقص باستمرار. وعليه فيمكننا توقع تطورات مواتية لاستهلا ك الطاقة في نظم الإلكترونيات الدقيقة.

يبدو في آخر الجدول المعاملات التقانية اللازمة لزيادة المكاملة القصوى: الأبعاد المميزة الدنيا، وأقطار الشرائح، وكثافة العيوب الكهربائية. يسمح حجم الشريحة الكبير بمكاملة عناصر أكثر على الجذاذة. أما كثافة العيوب الكهربائية (خلل في البلور يؤثر في المواصفات الكهربائية) فهو صفة تعبّر عن نوعية الشرائح. يتوقع الجدول 1.1 أن يزداد

حجم الشرائح بشكل مستمر، مع انخفاض تركيز العيوب بنسبة ست مرات في العقد الواحد (10 سنوات)، لتصل في يومنا إلى بضع مئات في المتر المربع.

سوف نذكر باختصار، بعد هذه المراجعة للقوى المسيطرة على التطور في السلم النانوي، مواضيع هامة في هذا المجال تتضمن تحسين المواد، والتصنيع، وتقنيات القياس في السلم النانوي، وكذلك الجديد في مبادئ عمل الأدوات النانوية.

تحسين المواد في السلم النانوي

من الضروري تحديد المعاملات الحرجة لتحسين الأداء في عمليات التصنيع التي تتعلق بالعناصر الأصغرية ومستويات المكاملة القصوى. ترتبط هذه المعاملات في الحقيقة بالعناصر المكاملة لكل نظام مادي مفرد. فعلى سبيل المثال هنالك معاملان مهمان للمادة المضيفة للترانزستورات، وهما سرعة الإلكترون القصوى والحقل الكهربائي الحدّي الذي لا يؤدي إلى الانهيار الكهربائي. يمكن تحقيق تحسينات إضافية على هذين المعاملين عبر هندسة المواد.

يلعب السليكون دوراً مركزياً في الإلكترونيات. على أنه يمكن استعمال أنصاف نواقل أخرى. تشكل أنصاف النواقل المركبة بوجه خاص صفاً عاماً من أنصاف النواقل التي جرى استخدامها خلال العقود الماضية. وكأمثلة على تشكيل أنصاف النواقل المركبة، يمكن ربط أي عنصر من العمود الثالث من جدول العناصر الدوري مع أي عنصر من العمود الخامس لتشكيل ما يعرف بمركب III–V وهو نصف ناقل. يمكن استخدام مركبين أو أكثر لتشكيل الخلائط. مثال ذلك خليطة المنيوم– غاليوم أرسنايد $Al_x\, Ga_{1-x}\, As$ حيث x هو جزء البلور الذي تشغله ذرات الألمنيوم و $1-x$ الجزء الذي تشغله ذرات الغاليوم. ونتيجة لهذا لا يمكننا صنع مركبات متقطعة فحسب بل يمكن تحقيق مجال مستمر من المواد لتشكيل الخواص الإلكترونية اللازمة. أما بالنسبة إلى تقانة السليكون، يسهل نمو خلائط سيليكون الجرمانيوم $Si_x\, Ge_{1-x}$ التحكم بمواصفات المواد على مدى معتبر من المعاملات الكهربائية. تستخدم هذه التقنيات على نطاق واسع في الإلكترونيات الدقيقة.

يمكن تحقيق تغير جذري إضافي في هندسة المواد عبر استخدام البنى الهجينة بمواصفات السلم النانوي. تتشكل البنى الهجينة من بنى بينها اثنان أو أكثر من الفواصل

الفجائية عند الحدود بين المواد نصف الناقلة المختلفة. يمكننا باستخدام تقنيات تنمية المواد الحديثة، أن ننمي بنى ذات مناطق انتقالية بين المواد المتجاورة بسماكة ذرة أو ذرتين فقط. وهذا يسمح لنا لصنع بنى نصف ناقلة متعددة الطبقات بسماكة تقع في السلم النانوي.

إن أبسط بنية هجينة متعددة الطبقات تملك وصلة هجينة مفردة. أي أن بنية وصلة هجينة مفردة تتكون من مادتين مختلفتين. تتغير المواصفات الإلكترونية على السطح الفاصل لوصلة هجينة من هذا النمط لتحسين مواصفات فيزيائية منتقاة. يمكن على وجه الخصوص تجميع الإلكترونات في طبقة رقيقة قرب السطح الفاصل. في الحقيقة يمكن جعل الطبقات التي تكدس الإلكترونات رقيقة لدرجة يظهر معها سلوك موجي للإلكترونات (أي سلوك ميكانيكي كمومي). تحدث ظواهر مماثلة من أجل البنى النانوية متعددة الطبقات المختلفة التي يمكن تنميتها بنوعية عالية.

يمكن تغيير المواصفات الإلكترونية للعديد من العناصر النانوية باستخدام البنى النانوية. نحن نعيش في عالم ثلاثي الأبعاد حيث يمكن للجسيم التحرك في كل الأبعاد الثلاثة. تحدد الآثار الكمومية في السلم النانوي مواصفات الإلكترونات في البنى النانوية. من الممكن صنع البنى النانوية بحيث تكون حركة الإلكترون ثنائية البعد أو أحادية البعد أو حتى صفرية البعد. تعرف هذه البنى النانوية بالبنى الهجينة منخفضة الأبعاد وتدعى الآبار الكمومية، والأسلاك الكمومية، والنقاط الكمومية حيث تكون الإلكترونات مجمعة على التوالي في بعد وبعدين وثلاثة أبعاد. إن مثال التحكم بخواص حوامل التيار يوضح بجلاء الإمكانات الجديدة كلياً لأن تصبح الإلكترونيات قابلة للاستمرار في السلم النانوي.

تقنيات التصنيع في السلم النانوي

أمكن تحقيق التقدم في تقانة البنى الهجينة كنتيجة للتطور في تقنيات التصنيع. نلخص في الجدول 2.1 بعض الخطوات الهامة المستخدمة حالياً في تنمية البنى الهجينة، وتوصيفها، ومعالجتها. جرى اختراع تقنية تنمية الشعاع الجزيئي وتطويره واستخدامه لتصنيع الطبقات والشبكات الذرية بالغة الدقة وعالية النوعية ، وكان ذلك في فترة السبعينيات والثمانينيات. وجرى استخدام تقانات المجهر الإلكتروني وأشعة–X لتوصيف

مثالية البنى بما في ذلك عدم انتظام السطح الفاصل. وخلال هذه الفترة، استخدمت طرق الطبع الضوئي والحفر التي تناسب العناصر في السلم الميكروي والنانوي. جرى تطوير تقنيات جديدة لتنمية الطبقات في الثمانينيات وما بعدها. تتضمن هذه التقنيات التنمية المعدنية العضوية في الحالة البخارية و تنمية الشعاع الجزيئي المعدنية العضوية وغيرها. جعلت هذه الاختراعات تصنيع الطبقات بدقة بمستوى الذرة أمراً ممكناً. تحسّنت طرق الطبع الضوئي والحفر لدرجة يمكن معها استخدامها في صنع البنى في السلم النانوي. وبات من الممكن تحقيق تطعيم بالشوائب متغيّر مكانياً – بما فيه إشابة δ – أي إشابة طبقة أو بضع طبقات ذرية.

تمثل هذه المقاربات لتصنيع البنى النانوية وعناصر الإلكترونيات النانوية تحسينات تطويرية في طرق التنمية والمعالجة التي سبق وطبّقت في الإلكترونيات الدقيقة. تسمح التطورات في التقانة النانوية من حيث المبدأ باستخدام طرق ومفاهيم مجالات أخرى في العلوم والهندسة. تمتلك الكيمياء التركيبية وحتى علم الأحياء الكثير لتعطي للتقانات النانوية البازغة. ويمكن استثمار بعض المفاهيم القادمة من هذه المجالات لتركيب المواد والأدوات النانوية. وهذه تتضمن الطرق الكيميائية والحيوية لتنمية الأغراض في السلم النانوي (كأنابيب الكربون النانوية و الجزيئات الحيوية)، والنمذجة السطحية النانوية، وتجهيز البنى النانوية المسبقة التحضير بخواص مبرمجة تركيبياً من مركبات لا عضوية معروفة بمساعدة جزيئات DNA للتوصيل، ... إلخ.

تحسين طرق التوصيف في السلم النانوي

يتوقف التقدم في تطوير تقنيات تصنيع البنى النانوية على التحسينات الكبيرة الحاصلة في طرق التوصيف. يبيّن الجدول 2.1 بعض هذه الطرق. تجب معرفة البنية وتوزع الإشابة، وتشوه الشبكة، ومعاملات البنى النانوية الأخرى بدقة من مرتبة الذرة. ومن الممكن في الوقت الراهن التلاعب بذرة واحدة (شاردة) من جسم صلب. ولقد ظهرت أدوات جديدة (مجهر الأثر النفقي ومجهر القوة الذرية) تبشر بتطبيقات عديدة في عمليات التصنيع العالي الدقة. تقدمت القياسات الطيفية في البيكو والفيمتو ثانية بشكل ملموس وجرى تطبيقها لتوصيف الخواص الإلكترونية وخواص الشبكة للبنى الهجينة. جرى

مؤخراً تطوير مقاييس الطيف في مجال التيرا هيرتز التي تمكّن من قياس الإشارات الكهربائية بتمايز زمني من رتبة البيكو ثانية.

الجدول 2.1: التطورات في التنمية والتوصيف ومعالجة البنى الهجينة الكمومية

	السبعينيات والثمانينيات	**التسعينيات وسنوات الــ 2000**
طرق التنمية والتصنيع	بناء الطبقات بحزمة جزيئية تصنيع الطبقات الفائقة الرقة تصنيع البلورات الكبيرة	بناء الطبقات المعدنية العضوية في الحالة الغازية بناء الطبقات بحزمة جزيئية معدنية عضوية التصنيع بدقة الطبقة الذرية الإشابة-δ الطبقات المشدودة المحكومة طرق التصنيع المبنية على الكيمياء وعلم الأحياء تجميع الكتل الناوية بالجزيئات الحيوية
طرق التوصيف	تصنيع البنى المكروية بالطبع الضوئي المجاهر الوصفية بحزمة الإلكترونات وبالأشعة السينية	تصنيع البنى المكروية بالطبع الضوئي والحفر الطبع الضوئي النانوي بقلم الكتابة المجاهر الكمية بحزمة الإلكترونات وبالأشعة السينية مجهر المسح النفقي (STM) مجهر القوة الذرية (AFM) قياس الطيف بالبيكو ثانية والفيمتو ثانية قياس الطيف في المجال الزمني بالتيرا هرتز

المبادئ الجديدة لعمل الأدوات في السلم النانوي

تبرز أسئلة أساسية عند فشل المبادئ التقليدية لعمل الأدوات كنتيجة للدخول إلى مجال السلم النانوي. إحدى هذه الآثار هي الحركة بدون ارتطام (وتدعى حركة القذائف)

للإلكترونات التي تتحرك في الأدوات القصيرة. وكما سبق وذكرنا، فإن مجال السلم النانوي هو مملكة الفيزياء الكمومية. إن تصغير ومكاملة الأدوات (الترانزستورات) فوق المستوى الموازي لـــ 250 مليون بت في الشريحة الواحدة يتطلب الأخذ بعين الاعتبار نظماً أخرى وحتى تغيير آلية عمل الأداة. والتصغير الإضافي والمكاملة لمستوى 1 غيغا بت في الشريحة الواحدة يؤدي الحاجة إلى الدراسة باستخدام النظم الكمومية في السنوات المقبلة. ليست آثار الميكانيك الكمومي مهمة فقط لعمل الدارات المتكاملة المستقبلية فحسب، بل هي تستخدم اليوم في توليد الإصدار الكهرطيسي الفائق التردد. وتقدم ظاهرة الطنين النفقي في البنى الطبقية مثالاً صارخاً حيث تمثل الأساس لإصدار الأمواج الميكروية حتى 1000 غيغا هرتز.

جرى اكتشاف عدد من الآثار الكمومية المتعلقة بالأدوات. تمر الفيزياء والآثار الكمومية الجديدة قبل الأدوات الجديدة التي تستثمر هذه الآثار التي كان لها الأثر الواضح في تقانة الأدوات. نذكر هنا بعض الآثار الكمومية : 1970، اقتراح البنى المتعددة الطبقات؛ 1974، أثر الطنين النفقي؛ 1978، أثر تغير الإشابة؛ 1980، البوليميرات الناقلة؛ 1985، اكتشاف كرات الكربون C_{60}؛ 1993، اكتشاف أنابيب الكربون النانوية أحادية الجدار؛ 1996، النظم الكهرميكانيكية النانوية NEMSs. سيجري تحليل بعض من هذه الآثار في هذا الكتاب. وإليكم قائمة قصيرة للأدوات الكمومية الجديدة: 1979، ليزر حقن البئر الكمومي؛ 1993، مهتز الأمواج الميكروية BRTD (ديود أثر الطنين النفقي الحاجز)؛ 1984، ترانزستور الإلكترون الحار؛ 1998، ترانزستور الأثر الحقلي للسلك الكمومي أنبوب الكربون النانوي؛ 1998، ترانزستورات المبنية على البوليميرات والأدوات المصدرة للضوء؛ 2001، الحساسات المبنية على النظم الكهرميكانيكية النانوية NEMSs؛ 2001، ترانزستورات الأثر الحقلي المبنية من مركبات III–V التي تعمل بدون التيرا هرتز؛ 2006، الترانزستورات ثنائية القطبية من InP و SiGe التي تعمل دون التيرا هرتز.

هنالك على الدوام تأخير زمني بين اكتشاف الأثر وتصميم الأداة، ولكن هذا التأخير في تقلص مستمر. تبدي الأمثلة التالية هذا النهج. جرى اكتشاف أثر الطنين النفقي في 1974؛ أما الأداة (مهتز ديود الطنين النفقي المضاعف الحاجز DBRTD) فجرى

تحقيقها في 1983. جرت دراسة الأسلاك الكمومية التي تتيح للإلكترون حركة أحادية البعد عام 1986؛ ظهر أول تطبيق لها في الليزر عام 1995. وكان التأخير الزمني في كلتا الحالتين يساوي 9 سنوات. اكتشفت أنابيب الكربون النانوية أحادية الجدار عام 1993، وبعد 5 سنوات جرى تصنيع أول ترانزستور بأنبوب كربون نانوي. وينسحب ذات الشيء على النظم الكهرميكانيكية النانوية وتطبيقاتها على عدد من الحساسات، ... إلخ. وعليه، فإن هنالك تسارعاً واضحاً في تطبيق الآثار الفيزيائية في الإلكترونيات المعاصرة.

بالإضافة إلى الأثر الكمومي، فإن تصغير أبعاد الأداة يؤدي إلى نقص عدد الإلكترونات التي تنقل إشارة الكهربائية. ونتيجة لذلك، يمكن أن تعمل الأدوات النانوية على مبدأ نقل إلكترون واحد. جرى اقتراح العديد من الأدوات الجديدة ذات الإلكترون الوحيد. يمكن العمل بالإلكترونات المفردة في درجة حرارة الغرفة أو بجوارها بإنقاص أبعاد النقاط الكمومية إلى 100 أنغستروم أو بدون ذلك.

يمكن استعمال التطورات التقانية الكبيرة، التي جلبتها الإلكترونيات الصغرية والنانوية، في تصنيع صفوف أخرى من الأدوات النانوية. يعتمد أحد هذه المقاربات على ترتيب النقاط الكمومية في مصفوفات محلية متصلة فيما بينها كالمؤتمتات الخلوية. تكمن الفكرة الأساسية لعمل المؤتمتات الخلوية في ترميز المعلومات باستعمال تشكيلة الشحنات لمجموعة من النقاط الكمومية. من المهم التأكيد أن المعلومات في المؤتمتات الخلوية المكونة من النقاط الكمومية تمثل بترتيب شحنات النقاط وليس بانتقال الشحنات، أي بالتيار الكهربائي. ويمكن القول إن الأدوات تتبادل التأثير بروابط كولون بدل التيار عبر الأسلاك.

تستخدم مقاربة أخرى كلاً من المواصفات الميكانيكية والكهربائية للبنى النانوية. ويدعى الجيل الجديد من الأدوات والأنظمة المبنية على هذه المقاربة *بالنظم الكهرميكانيكية النانوية* NEMSs. في الحقيقة، يشتد الارتباط بين درجات الحرية الميكانيكية والإلكترونية في السلم النانوي. يمكن استعمال هذا المفهوم الكهرميكانيكي لتطوير صف جديد من الأدوات يشمل الميكانيك النانوي، والحساسات الجديدة، وتشكيلة من أدوات أخرى تعمل في السلم النانوي. يمكن للنظم الكهرميكانيكية النانوية أن ترفد الإلكترونيات التقليدية التي تعمل فقط بالإشارات الكهربائية.

التقانة النانوية والإلكترونيات البصرية

قمنا حتى الآن باستعراض العلوم النانوية والتقانة النانوية مطبقة على الأدوات الإلكترونية، أي الأدوات التي نستفيد من مواصفاتها الكهربائية، التي تعمل بإشارات دخل وخرج كهربائية. هنالك صف آخر من أدوات الإلكترونيات البصرية التي ترتكز على الصفات الكهربائية والبصرية للمواد، وتعمل بكلٍّ من الإشارات الكهربائية والبصرية. ويشكل تكامل الإلكترونيات البصرية والإلكترونيات الدقيقة منحىً هاماً متنامياً في العديد من التطبيقات والنظم. تزود الإلكترونيات البصرية، بدايةً، الوسائل التي تجعل النظم الإلكترونية متوافقة مع تقانات الاتصالات بالأمواج الضوئية. وكذلك يمكن استعمال الإلكترونيات البصرية لإنجاز مهام تحصيل المعلومات وتخزينها ومعالجتها. ولتطور الإلكترونيات البصرية مساهمات ملموسة في نقل المعلومات عبر الألياف البصرية (بما في ذلك التراسل بين آلات المعالجة وكذلك ضمنها)، وفي تخزين المعلومات بسعات كبيرة على الأقراص الليزرية، وفي عدد من التطبيقات الأخرى. وبديهي أنَّ لأدوات الإلكترونيات البصرية عدداً هائلاً من التطبيقات المتنوعة.

إن المكونات الرئيسية لنظم الإلكترونيات البصرية هي مصادر الضوء، والكواشف البصرية الحساسة، ودلائل الأمواج الضوئية جيدة التصميم، كالألياف البصرية مثلاً. تصنع هذه الأدوات والعناصر البصرية من مواد نصف ناقلة فعالة ضوئياً. تعطي البنى النانوية نصف الناقلة، وخاصة البنى المختلطة الكمومية، وسيلة جديدة لتحسين الديد من الآثار البصرية والكهربصرية. فعلى سبيل المثال يمكن تحسين كلٍّ من مصدري الضوء واسعي الاستخدام – الديودات (الثنائيات) الباعثة للضوء والثنائيات الليزرية – باستعمال البنى النانوية، مثل الآبار الكمومية والأسلاك الكمومية والنقاط الكمومية، كعناصر بصرية فعالة.

وكما في حالة الإلكترونيات الدقيقة التي سبقت دراستها، تتعلق التوجهات في الإلكترونيات البصرية بتصغير أبعاد الأدوات وتحقيق مستويات مكاملة النظم كمصفوفات الثنائيات الضوئية، ومصفوفات الليزر، والنظم المكاملة مع عناصر إلكترونية أخرى على نفس الشريحة. تستفيد الإلكترونيات البصرية بشكل محسوس من استخدام التقانة النانوية لتصبح منافسة للإلكترونيات الدقيقة.

وخلاصة القول : تقود التوجهات الحالية والمستقبلية في الإلكترونيات إلى استعمال البنى النانوية، وإلى اعتماد على الآثار الكمومية الحديثة كطريقة لتحقيق مزيد من التقدم. وتقود التوجهات المتنوعة الأخيرة، إلى تقانات أنصاف النواقل وكذلك إلى مفاهيم الأدوات الحديثة، إلى تأسيس مجال علمي جزئي جديدة للإلكترونيات يرتكز على البنى النانوية، أو ما يعرف بالإلكترونيات النانوية. ويدرس كتابنا هذا المجال الجديد وأسسه.

يمكن العثور على معلومات عامة إضافية حول العلوم النانوية والتقانات النانوية والبنى النانوية ومستقبلها في المقالات التالية:

R. Feynman, "There’s Plenty of Room at the Bottom,” American Physical Society Meeting, Pasadena, CA, 29/12/1959; originally published in Caltech’s *Engineering and Science Magazine*, February 1960; reprinted as: R. P. Feynman, "Infinitesimal Machinery," *Microelectromechanical Systems*: vol. 2, no. 1 (1963); (see for example, <http://www.zyvex.com/nanotech/feynman.html>).

National Nanotechnology Initiative: The Initiative and Its Implementation Plan. Washington, DC: National Science and Technology Council, Committee on Technology, 2000 (see for example, <http://www.nano.gov>).

H. Kroemer, "Quasielectric Fields and Band Offsets: Teaching Electron New Tricks," *Reviews of Modern Physics*: vol. 73, no. 783 (July 2001).

The International Technology Roadmap for Semiconductors (Semiconductor Industry Association, San Jose, CA, 2002 – update).

الفصل الثاني

الجسيمات والأمواج

1.2 مقدمة

أدى تطور الإلكترونيات الدقيقة نحو أبعاد صغيرة للأدوات إلى أن تكون النماذج والنظريات والمقاربات التقليدية غير قابلة للتطبيق. في الحقيقة، تتكرر حالة أن يكون سلم الأطوال الموافق للعمليات الفيزيائية الأساسية من رتبة الأبعاد الهندسية للأداة، وذلك من أجل الأجسام التي تبلغ أبعادها 100 نانومتر أو أقل. وكذلك يكون سلم الزمن الأساسي الموافق للعمليات الفيزيائية من رتبة معاملات الزمن لعمل الأداة النانوية. وعليه، فإن النظريات والنماذج، التي تؤسس الإلكترونيات النانوية في السلم النانوي، تصبح أكثر تعقيداً وتعتمد أكثر فأكثر على العلوم الأساسية.

بصورة عامة، تختلف القوانين التي تحكم الجسيمات والحقول المادية عن تلك التي تطبق على الظواهر الجهرية المألوفة كحركة كرة أو قطار. فعوضاً عن الميكانيك التقليدي الذي ينطبق على الظواهر الجهرية، يحدد ما يعرف بالميكانيك الموجي أو الميكانيك الكمومي حركة الجسيمات في العالم النانوي.

إن المبدأ المحوري الذي يؤسس للفيزياء النانوية هو أن ***كل مادة*** بما فيها الإلكترونات والنيوكلونات والحقول الكهرومغنطيسية ***تتصرف*** كأمواج وكجسيمات معاً. أي إن الثنائية موجة–جسيم هي خاصة مميزة لكل مادة.

يبدو للوهلة الأولى أن خواص الجسيمات وخواص الجسيمات تتوافق بصعوبة. ولفهم الثنائية موجة–جسيم سنقدم في الفقرتين التاليتين عرضاً موجزاً للخواص الأساسية للجسيمات والأمواج المعروفة في الفيزياء التقليدية.

2.2 الجسيمات التقليدية

يمكن تمييز جسيم ما بمتّجه العزم **p** والطاقة الحركية E المرتبطة بالعزم. سنصطلح في هذا الكتاب على ترميز المتجهات بحروف غامقة، فمثلاً **p** هو متجه وp ≡ |**p**| قيمته المطلقة. يعرف قانون نيوتن الثاني تغير العزم بدلالة الزمن:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{f} \qquad (1.2)$$

حيث t هو الزمن و f متجه قوة خارجية. ينتج من المعادلة (1.2) أن المشتق الزمني للعزم يساوي الصفر بغياب القوى الخارجية $d\mathbf{p}/dt = 0$ وعليه يكون متجه العزم ثابت **p** = constant. وهذا ما يعرف بقانون انحفاظ العزوم من أجل جملة (system) ميكانيكية بغياب القوى الخارجية. ولتبسيط الأمور في الميكانيك التقليدي نفترض أن للجسيمات أبعاداً صغيرة بالنسبة إلى الفراغ ونطلق على مثل هذا الجسيم مصطلح ***نقطة مادية*** (point particle).

يرتبط متجه الإحداثيات **r** لنقطة مادية مع سرعتها **v** بالعلاقة البديهية:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v} \qquad (2.2)$$

وللحصول على العلاقة بين السرعة **v** والعزم **p** والطاقة الحركية E، يجب أن نحسب الاستطاعة (القدرة) المرتبطة بالقوة **f** (أي عمل القوة **f** المطبقة على الجسيم في وحدة الزمن). يجب علينا إذاً أن نضرب طرفي العلاقة (1.2) بـــ**v** (نذكر أن الجداء (حاصل الضرب) السلمي لمتجهين $\mathbf{ab} = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z$). وبملاحظة أن $dE/dt = \mathbf{fv}$ ينتج:

$$\mathbf{v}\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{f}\,\mathbf{v} \Rightarrow \frac{dE}{dt} = \mathbf{v}\frac{d\mathbf{p}}{dt} \qquad (3.2)$$

نحصل بالتالي على العلاقة بين السرعة **v** والعزم **p** والطاقة الحركية E بتطبيق خاصة تبديل المتحول في الاشتقاق: df(x)/dt = (df(x)/dx)(dx/dt).

$$\mathbf{v} = \frac{dE}{d\mathbf{p}} \qquad (4.2)$$

حيث يعطي مشتق الطاقة بالنسبة إلى المتجه **p** مركبات السرعة:

$$v_x = \frac{dE}{dp_x}, \quad v_y = \frac{dE}{dp_y} \quad and \quad v_z = \frac{dE}{dp_z}$$

لندرس حالة جسيم يتحرك في حقل كموني. تعرف القوة كمشتق الكمون $V(\mathbf{r})$ بالنسبة إلى الإحداثيات الجسيم: أي أن $\mathbf{f} = -dV/d\mathbf{r}$. لاحظ أننا نستعمل الرمز $d/d\mathbf{r} \equiv$ ∇ للتعبير عن المؤثر الشعاعي $d/d\mathbf{r} \equiv \{d/dx, d/dy, d/dz\}$، بحيث نسمّي المقدار $dV/d\mathbf{r}$ (غراديان) درجة تحدر التابع V $dV/d\mathbf{r} \equiv \nabla V$. بضرب طرفي العلاقة (1.2) بـــ **v**، وباستخدام العلاقة (2.2) نجد:

$$\mathbf{v}\frac{d\mathbf{p}}{dt} + \frac{dV}{d\mathbf{r}}\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{d}{d\mathbf{r}}(E + V(\mathbf{r})) = \mathbf{0}$$

يمثل مجموع الطاقة الحركية والطاقة الكامنة *الطاقة الكلية* للجسيم H، أي إن:

$$H = E + V(\mathbf{r}) \tag{5.2}$$

تدل الحسابات السابقة أن الطاقة الكلية لجسيم في حقل كموني لا تتغير أثناء حركته. نكون بهذا قد أثبتنا قانون انحفاظ الطاقة $dH/dt = 0$. وإذا كانت H متعلقة بمتحولين **p** و**r** تسمى التابع الهاميلتوني أو اختصاراً الهاميلتوني. يعطي المشتقان الجزئيان للهاميلتوني كلتا العلاقتين الأساسيتين (4.2), (1.2): $d\mathbf{p}/dt = \mathbf{f} = -\delta H/$ $\delta\mathbf{r}$ وكذلك $d\mathbf{r}/dt = \mathbf{v} = -\delta H/\delta\mathbf{p}$. وكما سوف نرى، يلعب هاميلتوني الفيزياء التقليدية دوراً هاماً أيضاً في صياغة الميكانيك الكمومي.

يمكن لنقطة مادية أن تتميز بكتلتها m وبطاقتها الحركية:

$$E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \tag{6.2}$$

كثيراً ما يوصف ارتباط الطاقة الحركية ببعثرة الطاقة. هنا ترتبط الطاقة الحركية E بالشعاع **p**. نجد من العلاقة (6.2) أن السرعة **v** تحسب:

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}}{m} \tag{7.2}$$

وهكذا فإن السرعة والعزم شعاعان مرتبطان خطياً. وعليه يمكن كتابة قانون نيوتن الثاني (العلاقة (1.2)) وفق الصيغة المألوفة:

$$m\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2}=\mathbf{f} \qquad (8.2)$$

ومنه نكتب العلاقة (5.2) على النحو التالي الذي سنستعمله كثيراً في هذا الكتاب:

$$\mathrm{H}\equiv\frac{\mathbf{p^2}}{2m}+V(\mathbf{r}) \qquad (9.2)$$

إحدى النتائج الهامة في الميكانيك التقليدي هي أننا إذا علمنا موقع الجسيم $\mathbf{r}_0$ والعزمه $\mathbf{p}_0$ (أو سرعته $\mathbf{v}_0$) في لحظة البدء t_0، يمكننا أن نجد موقع الجسيم والعزم (سرعته) في أي لحظة زمنية t من أجل أي قوة $\mathbf{f}$ أو كمون $V(\mathbf{r})$.

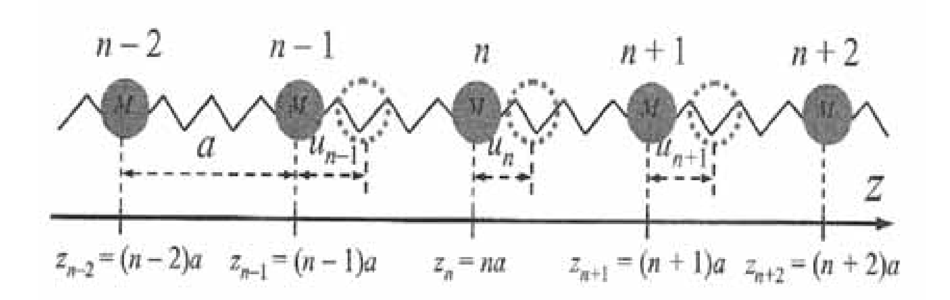
تمثل العلاقات (1.2)−(8.2) معادلات الميكانيك التقليدي. إن جميع المتحولات $\mathbf{r}$, $\mathbf{p}$, E, $\mathbf{v}$ مستمرة. ومن المهم ملاحظة أن المطال $|\mathbf{p}|$ يمكن أن يأخذ أي قيمة بما فيها الصفر، أي أن $\mathbf{p}=0$ و $E=0$ قيمتان ممكنتان.

إن تفاعل جسيم (لنقل إلكترون يتحرك ضمن بلورة معدن أو نصف ناقل) مع البلورة التي يتحرك ضمنها يجعل العلاقة بين E و$\mathbf{p}$ (أو علاقة التبعثر) أكثر تعقيداً. وعلى وجه الخصوص، يمكن أن تكون الطاقة الحركية E غير منتظمة وشعاعا السرعة والعزم غير مرتبطين خطياً. وسوف نعطي أمثلة على حالات كهذه في المسائل الواردة في هذا الفصل.

3.2 الأمواج التقليدية

لقد تعودنا أمثلة عديدة للأمواج وإجراءاتها. تشمل الأمثلة أمواج الصوت في الهواء، وأمواج البحر، والأمواج المرنة في الجسم الصلب، والأمواج الكهرومغنطيسية، وأمواج الجاذبية. تثار، بشكل عام في الفيزياء التقليدية، حركة الأمواج في الوسائط الموسعة المستمرة مع التفاعل بين العناصر الأقرب من الوسط. يمنح هذا التفاعل ازدياداً في نقل التشوّه (تحريض) من عنصر إلى آخر، وفي انتشار هذا التشوه عبر الوسط.

وبالرغم من الاختلافات في طبيعة الأمواج، فإن لحركة الأمواج تشابهاً في مختلف الأوساط. سنقدم خصائص الأمواج عبر تحليل النموذج البسيط التالي:



الشكل 1.2: سلسلة خطية من ذرات متماثلة كتلتها M:

يمثل u_n انزياح الذرات عن مواضع التوازن وتعطى قوى الإرجاع المطبقة على الذرة n بالعلاقة: $f_n = -\beta(u_n - u_{n+1}) - \beta(u_n - u_{n-1})$. لاحظ أن تمثيل الانزياحات لا يحترم سلّم الأبعاد.

سننشئ نموذجاً لوسط أحادي البعد مكوّناً من ذرات تتصل بنوابض معدومة الكتلة. إن الاهتزازات في هذه السلسلة الذرية الخطية تحكم بقوانين الميكانيك التقليدي. نفترض أن السلسلة لا متناهية الطول. لتكن مسافة التوازن بين الذرات تساوي a، وبالتالي فإن موقع توازن الذرة n هو $z_n = na$، وليكن u_n انزياحها عن موقعها. يمثل الشكل 1.2 سلسلة خطية من ذرات متماثلة كتلتها M . تمثل النوابض القوى الذرية البينية، وبعبارة أخرى التفاعل المتبادل بين عناصر الوسط الأقرب. ومن أجل الانزياحات الصغيرة للذرات عن وضع توازنها، تتبع قوى الإرجاع في السلسلة قانون هوك:

$$f = -\beta u \qquad (10.2)$$

حيث يمثل u تغير طول النابض، وβ ثابت النابض وf القوة التي يطبقها النابض. يمكن تطبيق العلاقة (10.2)على القوة الكلية f_n المطبقة على الذرة n المرتبطة بجارتيها الأقرب بنابضين فينتج:

$$f_n = -\beta(u_n - u_{n+1}) - \beta(u_n - u_{n-1}) \qquad (11.2)$$

وعليه فإن معادلة حركة نيوتن (8.2) للذرة n تعطى بالعلاقة:

$$M\frac{d^2u_n}{dt^2} = -\beta(2u_n - u_{n-1} - u_{n+1}) \qquad (12.2)$$

تصف مجموعة المعادلات التفاضلية الخطية (12.2) إجرائيات شبيهة بالأمواج من حيث المبدأ. سنجري على كل حال تبسيطاً إضافياً، ونحوّل مجموعة المعادلات المتقطعة هذه للحصول على معادلة واحدة تصف وسطاً مستمراً. يمثل الخيط مثل هذا الوسط المستمر ذو القوى المرنة بين عناصره. وللقيام بهذا التحويل إلى الحالة المستمرة، سنقرب الإحداثية المتقطعة إلى مستمرة $z_n \rightarrow z$ ونبدل الفرق المنتهي في المعادلة (12.2) بالمشتق:

$$\frac{2(u_n - u_{n-1} - u_{n+1})}{a^2} \rightarrow -\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad \text{و} \quad \frac{u_n - u_{n-1}}{a} \rightarrow \frac{\partial u}{\partial z} \qquad (13.2)$$

نحصل حينئذ على المعادلة التي تصف انزياح الخيط u:

$$\rho_{1D}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \Lambda_{1D}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \qquad (14.2)$$

حيث تمثل $\rho_{1D} = M/a$ الكثافة الخطية للخيط، وتمثل $\Lambda_{1D} = \beta a$ ما يدعى بمعامل مرونة الخيط. لقد استبدلنا معادلة تفاضلية جزئية وحيدة بمجموعة المعادلات التفاضلية اللامتناهية العادية. وبما أننا بدأنا اشتقاق نظام ميكانيكي يمكن من أجله تعريف طاقة الذرة، من المفيد أن نجد وصفاً مشابهاً للوسط المستمر الممثل بالعلاقة (14.2). لنفترض مؤقتاً أن طول النابض كبيراً ومنتهياً L. لنضرب المعادلة (14.2) بـــ $\partial u/\partial t$ ولنكاملها على الطول L:

$$\int_0^L dz\left(\rho_{1D}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\frac{\partial u}{\partial t} - \Lambda_{1D}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\frac{\partial u}{\partial t}\right) = 0$$

بمكاملة الحد الثاني بالتجزئة، باستخدام العلاقة الشهيرة

$\int w\, dv = wv - \int v\, dw$ نجد المطابقة التالية من أجل واحدة الطول من الخيط:

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{1}{L}\int_0^L dz\left[\rho_{1D}\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 - \frac{\Lambda_{1D}}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2\right] - \frac{\Lambda_{1D}}{L}\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{z=L} - \left(\frac{\partial u}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{z=0}\right] = 0$$

ولنصل إلى استنتاجات أخرى، نعرف القيمة الوسطى لكمية A على قطعة من الخيط Z بالعلاقة $\overline{A} = (1/Z)\int_{(z)} A\, dz$. ومن أجل خيط طويل، يجب ألا تعتمد القيمة الوسطى على طول قطعة الخيط Z . عندما يسعى الطول L إلى اللانهاية تكون المطابقة محققة إذا كانت القيمة:

$$h_{1D} = \frac{\rho_{1D}}{2}\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2} + \frac{\Lambda_{1D}}{2}\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2} \qquad (15.2)$$

مستقلة عن الزمن، أي من أجل $\partial h_{1D}/\partial t = 0$ والقيمة h_{1D} محفوظة. في الحقيقة يمثل الحد الأول من الطرف الأيمن للمعادلة (15.2) كثافة الطاقة الحركية على طول الخيط، في حين يمثل الحد الثاني الطاقة المرنة (الكامنة). وعليه، تعني h_{1D} كثافة الطاقة من أجل الوسط المستمر الأحادي البعد. وكما هو متوقع، تكون كثافة الطاقة محفوظة في غياب القوى الخارجية.

يمكن تعميم تحليلنا الأحادي البعد، الذي يفترض إمكانية حركة الذرات وفق اتجاه وحيد z، إلى وسط مرن ثلاثي الأبعاد (انظر المسألة 4 من هذا الفصل). يصبح الانزياح الآن شعاعاً ثلاثي الأبعاد **u** وبدلاً من العلاقة (14.2) يصبح لدينا:

$$\rho\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \Lambda\left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2}\right) = 0 \qquad (16.2)$$

حيث يمثل الشعاع $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ شعاع الإحداثيات و ρ الكثافة الثلاثية الأبعاد، أي كتلة واحدة الحجوم من الوسط، و Λ معامل مرونة الوسط. وبما أننا قدمنا معامل

المرونة كمعامل وحيد مستقل عن الاتجاه، تكون العلاقة (16.2) محققة من أجل وسط متناظر. تعطى كثافة الطاقة لوسط مرن ثلاثي الأبعاد بالعلاقة:

$$h = \frac{\rho}{2}\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2} + \frac{\Lambda}{2}\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2} \tag{17.2}$$

يعبر الخط هنا عن القيمة الوسطى على حجم صغير

$\Delta V(\overline{A} = (1/\Delta V)\int_{(\Delta V)} A\, dV)$ وكذلك:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{r}} \equiv \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z}\right) = \text{div}\ \mathbf{u}$$

نكتب ختاماً العلاقة (16.2) وفق الشكل التقليدي لمعادلة الأمواج:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - s^2\left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2}\right) = 0 \tag{18.2}$$

حيث s معامل جديد سنشرح معناه لاحقاً، وتكون قيمته وفق نموذجنا:

$$s = \sqrt{\Lambda / \rho} \tag{19.2}$$

بالرغم من أننا اشتققنا العلاقة (18.2) من أجل نموذج خاص للوسط المرن، يمكن تطبيق المعادلة لوصف صف واسع من الحقول الفيزيائية الشعاعية الممثلة بـــ $\mathbf{u}(x, y, z)$ حقل الانزياح المرتبط بموجة في وسط مرن. إذا كان للحقل الموجي صفة ذات قيمة صحيحة w مثلاً، علينا ببساطة أن نجري التبديل $w \to \mathbf{u}$ في العلاقة (18.2) لنصف حالة الحقل الفيزيائي السلمي.

سنقوم الآن بتحليل المعادلة (18.2) من أجل بعض الحالات البسيطة الحل. يمكن ربط مثل هذه الحلول بإجراءات شبيهة بالأمواج. نبحث عن حلول من الشكل:

$$\mathbf{u}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{A}\cos(\mathbf{qr} - \omega t) + \mathbf{B}\sin(\mathbf{qr} - \omega t) \tag{20.2}$$

حيث **A** و**B** شعاعان عشوائيان، وω و**q** معاملان مجهولان. يعرف ω بالتردد الزاوي للموجة و**q** شعاع الموجة. بتعويض هذا الشكل في المعادلة (18.2) ، نجد بسهولة أن العلاقة(20.2) تمثل حلاً للمعادلة (18.2) من أجل $\omega^2=s\ \mathbf{q}^2$. تدعى العلاقة بين ω و$q = |\mathbf{q}|$ علاقة التشتت:

$$\omega = s|\mathbf{q}| \qquad (21.2)$$

ليس هناك محدودية لشعاع الموجة **q** ويكمن إيجاد حل من أجل أي **q**. وهذا محقق فقط من أجل الوسائط الممتدة إلى اللانهاية، والتي يكون شعاع الموجة من أجلها مستمراً.

بما أن لحدي الطرف اليميني من العلاقة (20.2) سلوكين متشابهين، يمكن دراسة الصفات الأساسية لهذه الحلول بناءً على حالة الأمواج الجيبية:

$$\mathbf{u}(t,\mathbf{r}) = \mathbf{B}\sin(\mathbf{qr} - \omega t) \qquad (22.2)$$

حيث تمثل $\phi = \mathbf{qr} - \omega t$ صفحة الموجة و**B** مطال الموجة. لتكن قيمة **r** معطاة، نحصل على تابع يهتز بدلالة الزمن بسرعة زاوية ω. يمثل التردد مقدار تغير الصفحة مع الزمن (راديان في وحدة الزمن). يرتبط الدور T بالاهتزاز الوحيد وفق العلاقة $T = 2\pi/\omega$. تمثل المعادلة (22.2) تابعاً يهتز بتغير الإحداثية من أجل زمن t ثابت. تتميز هذه الاهتزازات بشعاع موجة **q** (أو بعدد موجة q). يعرف شعاع الموجة مقدار تغير الصفحة بدلالة الإحداثية (راديان في وحدة الطول). يمكننا تعريف الدور الموضعي بالمسافة التي ينجز فيها الشعاع **u** اهتزازاً لدورة واحدة، وهو ما يدعى بطول الموجة:

$$\lambda = 2\pi/q \qquad (23.2)$$

تعرّف العلاقة بين الدور الزمني والدور المكاني بالعلاقتين (21.2) و(23.2):

$$\lambda = \frac{2\pi}{\omega}s = T\ s \qquad (24.2)$$

ندعو شكل الموجات الممثلة بالعلاقتين (20.2) و(22.2) الأمواج المتنقلة المستوية. في الحقيقة، تتغير صفحة هذه الموجات باتجاه وحيد على طول شعاع الموجة **q**. وتكون السطوح ذات الصفحة الثابتة مستويات عمودية على شعاع الموجة **q**. وعليه، لا تعتمد معاملات الموجة على إحداثيتين متعامدتين على الشعاع **q**، في حالة موجة مستوية في وسط ثلاثي الأبعاد.

يمثل الشكل 2.2 موجة متنقلة مبينة في لحظتين زمنيتين مختلفتين. يمكننا أن نوضح الآن معنى المعامل *s*. ليكن شعاع الموجة موجهاً وفق اتجاه z. تكون صفحة الموجة عندها $\phi = qz - \omega t = q[z - (\omega / q)t]$.

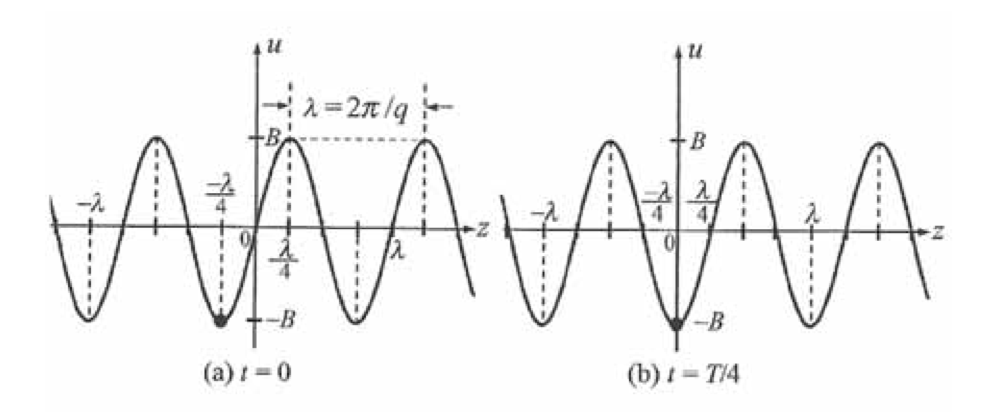
نستنتج أن مطالاً ما يتحرك بسرعة $\omega / q = s$، أي أن المعامل s في معادلة الموجة (18.2) يمثل سرعة الصفحة لموجة متنقلة. يمثل الثابت **B** في المعادلة (22.2) مطال الموجة. يمكن التعبير عن القيمة الوسطى لــ $\mathbf{u}^2(t,\mathbf{r})$ بدلالة **B** بالعلاقة $\overline{u^2} = B^2/2$، حيث نستخدم الصيغ $\overline{[\sin(\mathbf{qr} - \omega t)]^2} = \overline{[\cos(\mathbf{qr} - \omega t)]^2} = 1/2$. وبحسب العلاقة (15.2) يرتبط المطال (amplitude) بكثافة طاقة الموجة. في الحقيقة، نلاحظ باستخدام العلاقتين $s = \sqrt{\Lambda / \rho}$ و $q^2 = \omega^2 / s^2$ أن:

$$\frac{\rho}{2}\overline{\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}\right)^2} + \frac{\Lambda_{1D}}{2}\overline{\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{r}}\right)^2} = \frac{B^2}{2}\left[\rho\omega^2\overline{[\cos(\mathbf{qr} - \omega t)]^2} + q^2\Lambda\overline{[\cos(\mathbf{qr} - \omega t)]^2}\right]$$

$$= \frac{B^2}{2}\left(\frac{\rho\omega^2}{2} + \frac{q^2\Lambda}{2}\right) = \frac{B^2}{2}\left(\frac{\rho\omega^2}{2} + \frac{\rho\omega^2}{2}\right) = \frac{B^2}{2}\rho\omega^2$$

وهكذا نجد أن $h = \rho\omega^2 B^2 / 2$. وتكون كثافة الطاقة للأمواج المستوية المتنقلة مستقلة عن الإحداثية وهي متناسبة مع ω^2. وعليه من أجل $\omega = 0$، ليس هناك موجة ولا توجد طاقة مرتبطة بها.

لاحظ أنه من أجل أشكال الموجة للعلاقتين (20.2) و(22.2)، يكون حساب القيمة الوسطى على حجم صغير من الوسط مكافئاً للتوسيط على دور اهتزاز.



الشكل 2.2: موجة منتشرة $u = B\sin(qz - \omega t)$ **. في اللحظة t=0 وعند النقطة** $z = -\lambda / 4$ **تكون إزاحة الموجة** $u = B\sin(-\pi / 2) = -B$ **. وكذلك في اللحظة t=T/4 عند النقطة z=0 نحصل على نفس الإزاحة:** $u = B\sin(-\pi / 2) = -B$

عادة ما نعرِّف شدة الموجة للأمواج المتنقلة على أنها كثافة تدفق الطاقة. يمثل تدفق الطاقة كمية الطاقة التي تنقلها الموجة في وحدة الزمن عبر وحدة مساحة مقطع عمودي على الشعاع **q**. الشدة إذاً شعاع موجّه وفق **q** وقيمتها المطلقة:

$$I = s \times h = \frac{s\rho\omega^2 B^2}{2} \tag{25.2}$$

يمكن تمثيل الأمواج المتنقلة، بالإضافة إلى شكل الموجة في العلاقة (20.2)، بشكل معقد (complex form):

$$\mathbf{u} = \mathbf{A}e^{i(\mathbf{qr} - \omega t)} \tag{26.2}$$

حيث يكون **A** عادة مقداراً عقدياً. في الحقيقة، إن العلاقة (26.2) حل لمعادلة الموجة (18.2). من المناسب أن نتعامل مع أمواج عقدية. وفي جميع الأحوال، علينا أن نتذكر أن للمقادير الفيزيائية قيماً حقيقية.

ندرس الآن الظاهرة الموجية الهامة المعروفة باسم تداخل الأمواج. ليكن لدينا موجتان جيبيتان من نفس التردد، ومن منبعين مختلفين تنتشران في الوسط. يكون مصدرا

الأمواج عادة في موضعين مختلفين. وتصل الأمواج إلى نقطة المراقبة **r** بانزياح صفحة $\varphi_1(\mathbf{r})$ و $\varphi_2(\mathbf{r})$:

$$\mathbf{u_1}(t,\mathbf{r}) = \mathbf{B_1}\sin(\omega t + \varphi_1(\mathbf{r})), \qquad \mathbf{u_2}(t,\mathbf{r}) = \mathbf{B_2}\sin(\omega t + \varphi_2(\mathbf{r})) \qquad (27.2)$$

وتكون محصلة الحقل الموجي $\mathbf{u}(t,\mathbf{r}) = \mathbf{u_1}(t,\mathbf{r}) + \mathbf{u_2}(t,\mathbf{r})$. في كثير من الأحيان، يجري عملياً قياس شدة الموجة بدلاً من مطال الموجة. رأينا وفق العلاقة (25.2) أن الشدة تتناسب مع $\overline{\mathbf{u^2}}$ التي يمكن حسابها مباشرة:

$$\overline{\mathbf{u^2}} = \frac{1}{2}\left(B_1^2 + B_2^2 + 2\mathbf{B_1}\mathbf{B_2}\cos[\varphi_1(\mathbf{r}) - \varphi_2(\mathbf{r})]\right) \qquad (28.2)$$

للوصول إلى العلاقة (2.28)، قمنا باستخدام المتطابقة الشهيرة:

$$\sin x \sin y = \frac{1}{2}\cos(x-y) - \frac{1}{2}\cos(x+y)$$

أي إن:

$$\sin(\omega t + \varphi_1(\mathbf{r}))\sin(\omega t + \varphi_2(\mathbf{r})) = \frac{1}{2}\cos(\varphi_1(\mathbf{r}) - \varphi_2(\mathbf{r})) - \frac{1}{2}\cos(2\omega t + \varphi_1(\mathbf{r}) - \varphi_2(\mathbf{r}))$$

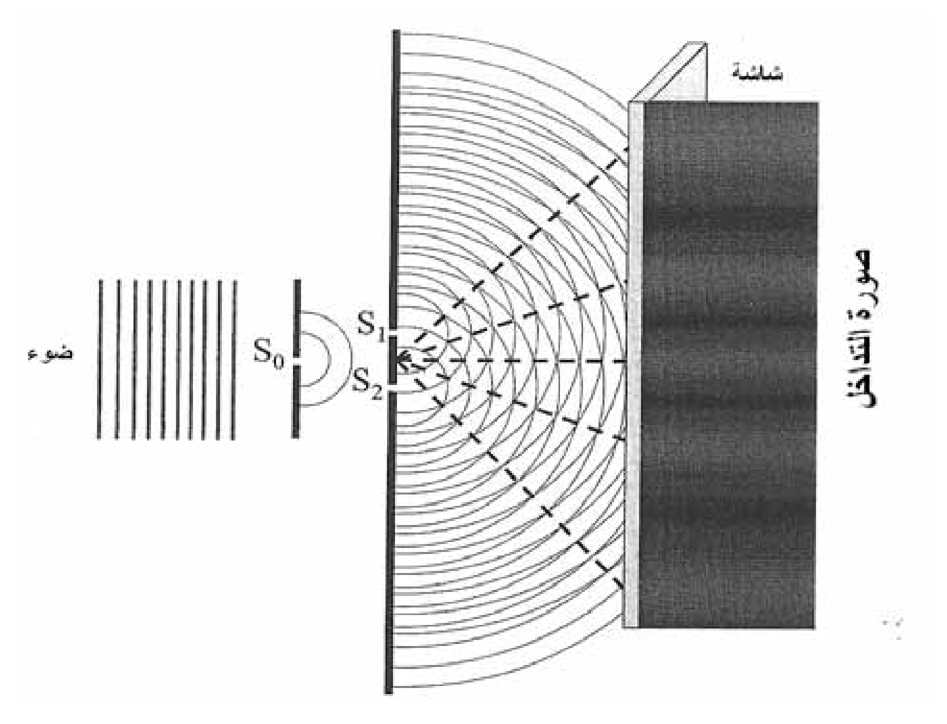
كما استخدمنا حقيقة أن القيمة الوسطى للتابع $\cos(2\omega t + \varphi_1(\mathbf{r}) - \varphi_2(\mathbf{r}))$ تساوي الصفر. نستنتج أن شدة محصلة الأمواج تتألف من ثلاثة أجزاء: جزء الموجة القادمة من المصدر الأول، و جزء الموجة القادمة من المصدر الثاني، وجزء ثالث إضافي.

يصف الجزء الثالث أثر تداخل الأمواج. وهو يعتمد كثيراً على فرق صفحة الأمواج. ويمكن أن يكون التداخل موجباً (تداخل بناء من أجل $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) > 0$ أي من أجل $-\pi/2 < \varphi_1 - \varphi_2 < \pi/2$) أو سالباً (تداخل هدام من أجل $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) < 0$ أي من أجل $\pi/2 < \varphi_1 - \varphi_2 < 3\pi/2$).

يمكن مراقبة أثر التداخل من أجل الأمواج المتساوية التردد (وإلا فإن التوسيط يؤدي إلى انعدام أثر التداخل). تعرف الأمواج التي تحقق العلاقة (27.2) مع انزياح

صفحة مستقل عن الزمن بالأمواج المتجانسة. أما إذا اتصفت الأمواج بانزياح صفحة $\varphi_1 - \varphi_2$ يتأرجح عشوائياً مع الزمن، فإنها تكون لا متجانسة ولا يحدث أثر تداخل.

إن أبسط مثال يوضح أثر التداخل هو تجربة الشق المضاعف الضوئية (شقي يونغ). بإضاءة الشقين من مصدر ضوئي واحد، يصبح الشقان مصدرين لأمواج متجانسة. إن تراكب هذه الأمواج يولد التداخل على شكل أهداب، كما هو موضح في الشكل 3.2.



الشكل 3.2: تجربة الشق المضاعف: يشكل S1 و S2 الشق المضاعف

تنتقل الموجة المدروسة أعلاه على طول الشعاع **q**. إذا استخدمنا شعاع الموجة **q–** في المعادلة (22.2) وبنفس التردد، نحصل على موجة أخرى تنتقل بالاتجاه المعاكس. إن تركيب هاتين الموجتين يتبع العلاقة (20.2) وهو كذلك حل للعلاقة (18.2):

$$\mathbf{u}(t,\mathbf{r}) = \mathbf{B}_{+} \sin(\mathbf{qr} - \omega t) + \mathbf{B}_{-} \sin(\mathbf{qr} + \omega t)$$

حيث $\mathbf{B}_+$, $\mathbf{B}_-$ شعاعان ثابتان اختياريان. يمكن اعتبار هاتين الموجتين كموجة واردة وموجة منعكسة.

هنالك حالة مهمة ممثلة بموجة تنتشر بين حاجزين عاكسين موضوعين في z = 0 و z = L. تتعلق الأمواج بإحداثية واحدة z:

$\mathbf{u}(t,z) = \mathbf{B}_+ \sin(qz - \omega t) + \mathbf{B}_- \sin(qz + \omega t)$. إذا كان الحاجزان صلبين، فلا توجد انزياحات عندهما، نستعمل إذاً الشروط الحدية $\mathbf{u}(z=0) = \mathbf{u}(z=L) = 0$. إحدى التجسيدات الفيزيائية لهذه الحالة تتمثل بأمواج في وسط مرن مستمر محدود بحاجزين صلبين موضوعين في z = 0 و z = L ؛ تجسيد آخر يتمثل بخيط مربوط بحاجزين صلبين موضوعين في *z = 0* و *z = L*. نجد من الشرط الحدي عند *z = 0* أن

$\mathbf{B}_+ - \mathbf{B}_- = 0$

وبالتالي $\mathbf{u}(t,z) = \mathbf{B}_+ [\sin(qz - \omega t) + \sin(qz + \omega t)] = 2\mathbf{B}_+ \sin(qz)\cos(\omega t)$.

(تذكر أن $\sin x + \sin y = 2\sin(\frac{1}{2}(x+y))\cos(\frac{1}{2}(x-y))$). يمكن تلبية الشرط الحدي عند *z = L* إذاً وفقط إذا كان $\sin(qL) = 0$. يتطلب هذا الشرط ما يسمى "تكميم" شعاع الموجة q، أي: $qL = \pi\, n$

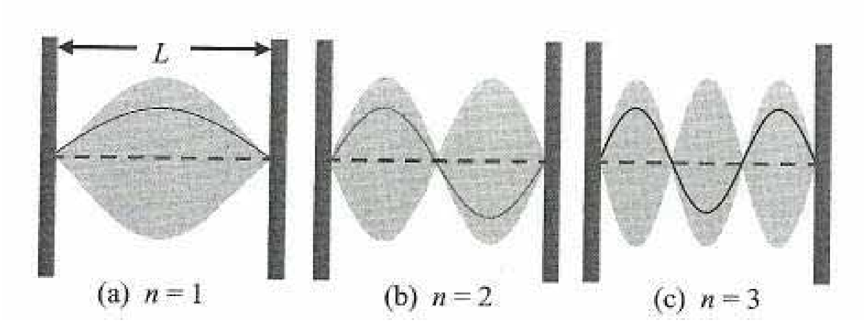
$$q = q_n = \frac{\pi}{n}, \quad n = 1, 2, 3, \cdots \qquad (29.2)$$

حيث q_n يدعى رقم الموجة. أي إن هناك فقط أمواجاً من شكل خاص

$$\mathbf{u} = \mathbf{B}\sin(q_n z)\cos(\omega_n t) \qquad (30.2)$$

وذلك من أجل قيم متقطعة لشعاع الموجة q_n وتردد $\omega_n = s\, q_n$. يدعى هذا الصف الهام من الأمواج بالأمواج المستقرة. نجد من العلاقتين (23.2) و(30.2) أن $L = \frac{\lambda}{2} n$. يمكن إذاً وضع عدد صحيح تماماً من أنصاف الموجة بين الجدارين العاكسين. يظهر الشكل 4.2 أمواجاً مستقرة بأطوال موجة متعددة ولأزمنة مختلفة. إن أطول موجة ممكنة(n=1) توافق $\lambda = 2L$ حيث يبدو نصف موجة بين الجدارين العاكسين (انظر الشكل 4.2 (أ)). يمكننا حساب كثافة الطاقة للأمواج المستقرة بواسطة العلاقة

(15.2). وتكون كثافة الموجة عندها $h_n = \rho B^2 \omega_n^2 / 4$. وهي مستقلة عن الإحداثية، كما هي الحال في الأمواج المستوية المتنقلة. ومن الواضح أن يكون تدفق الطاقة الآن معدوماً. من المهم أن نؤكد مجدداً الفرق بين الأمواج المتنقلة (من أجل قيم اختيارية مستمرة لــ q بما فيها $q \to 0$ أي $\lambda \to \infty$ في وسط لامنتهٍ) والأمواج المستقرة بقيم مكممة (متقطعة) لــ q_n مع القيمة الصغرى لعدد الموجة $q_1 = \pi / L$.



الشكل 4.2: تكمم الاهتزازات في شكل أمواج مستقرة. تمثل المساحة الرمادية نموذج الموجة المستقرة. الخطوط المستمرة تظهر مطال الاهتزازات لحظياً. توجد الأمواج التي لها عدد صحيح من أنصاف الموجة فحسب. لاحظ أننا لم نحترم الأبعاد عندما مثلنا المطالات

إن شكل الموجة المعطى بالمعادلة (20.2) هو في الواقع مثال محدد بسيط ضمن صف أعم من حقول الأمواج. في الحقيقة، إن مجموع أي عدد اختياري من الحلول الجزئية يمثل حلاً لمعادلة الموجة نظراً لخطية هذه المعادلة. تعرف خاصة الأمواج، التي تتبع معادلات موجة خطية، *بمبدأ التراكب*. وحسب هذا المبدأ يمكن كتابة حل المعادلة (18.2) وفق الشكل (العقدي) العام:

$$\mathbf{u}(t,\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} \mathbf{A}_{\mathbf{q}} e^{i(\mathbf{qr}-\omega_0 t)} \qquad (31.2)$$

يجري الجمع هنا على أشعة الموجة q. أضف إلى ذلك أن ω_q يرتبط بــ q عبر علاقة التبعثر (21.2). تتعلق مطالات الأمواج التي تركب u بأشعة الموجة بشكل عام. إن مبدأ التراكب أساس للعديد من الظواهر الهامة، بما فيها التداخل، وتشكل الأمواج المستقرة، والانكسار.

الأمواج الكهرومغنطيسية في الفراغ

تمثل الأمواج الكهرومغنطيسية (أي الحقول الكهرومغنطيسية المهتزة) إحدى أهم أمثلة الأمواج. إن هذه الحقول مسؤولة عن أبسط خصائص المادة من العالم النانوي إلى أبعاد الكون، وهي تستغل في عدد من التقانات المهمة جداً في المجتمع الحديث. إن أسس وتطبيقات الحقول الكهرومغنطيسية تشكل حقلاً علمياً مستقلاً وبالغ الأهمية. نتناول في هذا الكتاب الحقول الكهرومغنطيسية باقتضاب لإظهار الصفة العامة لمعادلة الموجة (18.2).

إن الأمواج الكهرومغنطيسية هي اجتماع حقلين كهربائي ومغناطيسي يهتزان في نفس الفضاء والزمن. وفي أبسط حالة متجانسة يتبع الحقلان الكهربائي**F** والمغناطيسي **H** معادلة الموجة (18.2) مع تبديل $u \to \mathbf{F}\ or\ \mathbf{H}$ و $s \to c$ حيث c سرعة الضوء في الفراغ و $\omega = qc$. يمكن كتابة معادلة الموجة للحقل الكهربائي، مثلاً:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial t^2} - c^2\left(\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial z^2}\right) = 0 \qquad (32.2)$$

يمكننا الآن كتابة الحقل الكهربائي بشكل موجة مستوية شبيهة بالمعادلة (22.2)

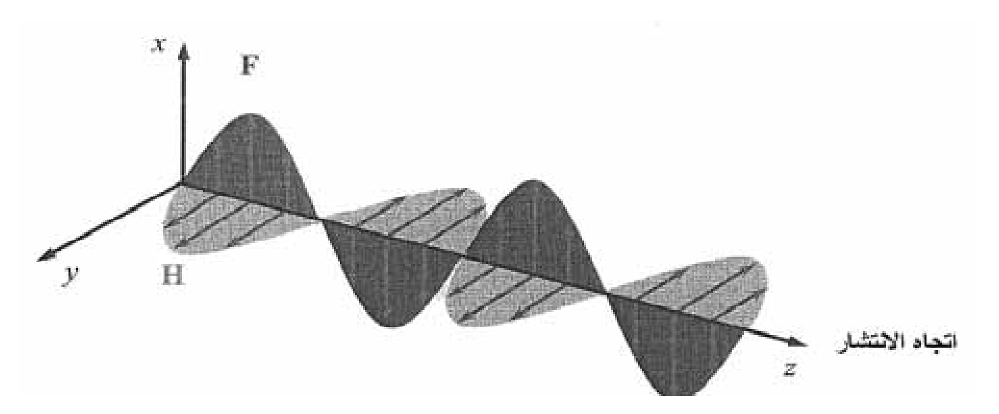
$$\mathbf{F}(\mathbf{r},t) = bF_0 \sin(\mathbf{qr} - \omega t)$$

حيث $\mathbf{F}_0 = \mathbf{b}F_0$ ، F_0 هي طويلة الحقل الكهربائي و**b** شعاع استقطاب الموجة التي يمثل اتجاه $\mathbf{F}(\mathbf{r},t)$ للمعاملين q و ω نفس المعنى المبين سابقاً: شعاع الموجة والسرعة الزاوية للموجة، يمكننا أيضاً استخدام الشكل العقدي للموجة المستوية (33.2)

$$\mathbf{F}(\mathbf{r},t) = -\mathbf{b}F_0 e^{i(\mathbf{qr} - \omega t)} \qquad (33.2)$$

ولكن المعنى الفيزيائي لهذه الصيغة يقتصر على الجزء الحقيقي فقط. يمكن كتابة معادلة مشابهة للحقل المغناطيسي **H**. يكون الشعاع F عمودياً على **q** في الفراغ دائماً، وهكذا فمن أجل **q** ثابت يكون للحقل الكهربائي استقطابان ممكنان للموجة الكهرومغنطيسية، يوافقان اتجاهين متعامدين وعموديين على**q**، وبدوره يكون شعاع الحقل

المغناطيسي H عمودياً على كلٍّ من **q** و**f**, يوضح الشكل (5.2) انتشار الحقلين الكهربائي والمغناطيسي:



الشكل 5.2: رسم توضيحي للحقلين الكهربائيF والمغناطيسيH بدلالة *z* في اللحظة (*t*=0)

إن المعادلات من الصيغة (32.2) محققة فقط من أجل وسط متجانس أو قريب من التجانس باستبدال $c \to c\sqrt{\varepsilon}$ حيث ε هو ثابت عزل (dielectric constant) الوسط:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\varepsilon}\left(\frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial z^2}\right) = 0 \qquad (34.2)$$

يمكننا الآن كتابة الحقل الكهربائي بشكل موجة:

بما أن $\varepsilon > 1$ تكون سرعة الضوء $c/\sqrt{\varepsilon}$ أقل منها في الفراغ، ويكون التردد ω وشعاع الموجة **q** مرتبطين.

يمكن توصيف طاقة الموجة بكثافة الطاقة الكهرومغنطيسية المعرفة بالعلاقة:

$$W = \varepsilon_0 \varepsilon \overline{F^2(t)} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon \, F_0^2 \qquad (35.2)$$

حيث يمثل $\overline{F^2(t)}$ المتوسط الزمني لـــ $F^2(t)$ و ε_0 سماحية الفراغ وتساوي $\varepsilon_0 = 8.85110^{-12} F/m$. يمكن أن نعرف شدة الموجة كتدفق الطاقة في واحدة السطوح العمودية على شعاع الموجة **q**

$$I = \frac{c}{2}\varepsilon_0 \varepsilon\, F_0^2 \qquad (36.2)$$

يرتبط الوصف السابق بالوصف التقليدي للحقول الكهرومغنطيسية.

بإغلاق هذه الفقرة حول الأمواج التقليدية يمكننا تلخيصها بقولنا إن حركة الموجة تحدث في الأوساط الممتدة، وإن الأمواج نفسها كيانات فيزيائية متحركة تمتد عادةً لمسافاتٍ كبيرةٍ.

4.2 ثنائية موجة–جسيم

سنبين في هذه الفقرةK كيف يمكن لأي جسم فيزيائي أن يتصرف كجسيم وكموجة في ذات الوقت. ولفهم ثنائية موجة–جسيم هذه، سنسلك طريقاً باتجاهين من الأمواج إلى الجسيمات ومن الجسيمات إلى الأمواج.

من الأمواج إلى الجسيمات

سوف نبدأ بالمثال الضوئي المعروف الذي سيساعدنا في التغلب على الفجوة بين الأمواج التقليدية التي تمتد في الفراغ والجسيمات المتقطعة التي لها إحداثيات معروفة. يتصرف الضوء كموجة كهرطيسية لها تداخل، وانحراف، ...إلخ. ومن جهة أخرى، نرى الضوء غالباً كشعاع ضوئي يمكنه أن ينتشر وينعكس وينحرف. إن مسار شعاع الضوء يشابه كثيراً مسار جسيم. يمثل الضوء الهندسي العلم الذي يدرس الآثار الضوئية التي تصف الأشعة الضوئية. إن الانتقال من الضوء الموجي إلى الضوء الهندسي يمكن تبريره إذا كان طول موجة الضوء λ أصغر كثيراً من الأبعاد المميزة للمسألة المطروحة: $\lambda \ll L$ حيث L يمكن أن يمثل مسافة انتشار الضوء، أو قياس الجسم المضاء، أو بعد تباين الوسط... الخ. لندرس الحالة الأخيرة مع تباين سلس يبدو كإحداثية سلسة لثابت المساجة $\varepsilon(r)$ في المعادلة (34.2). سنستخدم موجة شبيهة بالعلاقة (26.2) $F = Ae^{i\phi}$.

يمكن أن نكتب من أجل الضوء الأحادي اللون (أي الأحادي التردد): $\phi = \phi_0 - \omega t$. تتعلق ϕ_0 هنا بـــr فقط. يمكن أن نعرف شعاع الموجة ثانية بالعلاقة: $q = \frac{\theta\phi}{\phi r} = \frac{\partial \phi_0}{\partial r}$ في وسط متباين (لا متجانس). يتعلق شعاع الموجة ومطالها بشعاع الإحداثيات r أي أن $A = A(r) \quad q = q(r),$. باستبدال الموجة المختارة $F = Ae^{i\phi}$ في العلاقة (34.2) نحصل على:

(37.2)

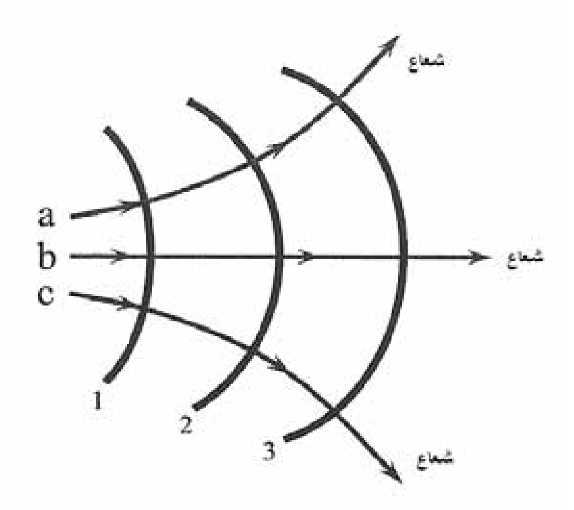
$$-\omega^2 A e^{i\phi} - \frac{c^2}{\in(r)}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial \chi^2} e^{i\phi} + 2i\frac{\partial A}{\partial \chi}\frac{\partial \phi_0}{\partial \chi} e^{i\phi} - A\left(\frac{\partial \phi_0}{\partial \chi}\right)^2 e^{i\phi} + \dots\right) = 0$$

حيث كتبنا المشتقات بالنسبة إلى الإحداثية χ للسهولة. باستخدام التقريب للضوء الهندسي، الصفحة $\phi(t,r)$ كبيرة $1 << |\phi|$. بل إن كلتا مركبتي الصفحة كبيرتان أيضاً $\omega t, |\phi|_2 >> 1$. بما أن الصفحة كبيرة، تكون الأجزاء الأولى في حسابنا، وتحديداً الحد الأول بين قوسين، المتناسب مع $\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right) = \omega^2$ والحد الثالث بين قوسين، المتناسب مع $\left(\frac{\partial \phi}{\partial \chi}\right)^2$، متناسبة مع مربع مشتقات الصفحة، باستبقاء الحدود الأولى، وباختصار المضاريب المشتركة نحصل على معادلة ϕ_0:

$$\left(\frac{\partial \phi_0}{\partial r}\right)^2 = \omega^2 \frac{\in(r)}{c^2} \qquad (38.2)$$

إذا وجدنا حلاً للمعادلة (38.2) يمكن أن نعرف ما يدعى بسطوح الموجة التي يكون ϕ ثابتة عليها: ϕ (r) = Cte . من أجل نقطة معطاة (r) يتحدد اتجاه الموجة بشعاع الموجة $q = \frac{d\phi}{dr}$؛ وعليه يكون الاتجاه عمودياً على سطح الموجة. وبعد أن وجدنا سطوح الموجة، وأن حسبنا *q(r)*، يمكن أن ننشئ مسارات الأشعة، كما يوضح الشكل

6.2. في الحالة الأبسط لوسط متجانس، حيث q مستقلة عن الإحداثية، نحصل على النتيجة البديهية ***q=cte***؛ أي أن الشعاع ينتشر وفق مسار مستقيم.



الشكل 6.2: تمثيل إنشاء مسارات الأشعة باستعمال جبهات الموجة. الأشعة a وb وc متعامدة مع جبهات الموجة 1 و2 و3

وعليه، إذا كان طول الموجة صغيراً مقارنةً بالأبعاد المميزة للنظام المدروس، يمكن وصف الحركة عبر مسارات الأشعة. لقد بنينا مناقشاتنا حتى الآن اعتماداً على الفيزياء التقليدية، ولم نناقش مطال الموجة أو شدة الموجة. تدخل مطالات الموجة في المعادلات كمعاملات يمكن تعريفها بمعرفة المعاملات المميزة لمصادر الضوء. وعلى كل حال، يرتبط مطال الموجة مباشرة بالتفسير الذي نستخدم: تفسير تقليدي أو تفسير كمومي. في الحقيقة، ثبت أن مقاربة الفيزياء التقليدية تصلح من أجل الشدات الكبيرة للأمواج إذا كانت شدة الموجة صغيرة يعرف حقل الموجة بقوانين أخرى للفيزياء الكمومية.

لندرس باختصار المفاهيم الأساسية الكمومية المتعلقة بحقول الأمواج. بحسب ماكس بلانك وألبرت أينشتاين. يمكن للأمواج الكهرومغنطيسية المتفاعلة مع المادة أن تُصدر أو تُمتص على شكل أجزاء من الطاقة (كمّات) هي الفوتونات. إن طاقة الفوتون E متناسبة مع تردد الموجة:

$$E = \hbar\omega, \tag{39.2}$$

حيث $\hbar = 1.06\,10^{-34}\ J.s$ يدعى ثابت بلانك المختزل ونسمي $h = 2\pi\hbar$ ثابت بلانك فقط. ولكل فوتون وكأي جسيم، كمية حركة تعطى بالعلاقة:

$$P = \hbar q \qquad (40.2)$$

حيث **q** هو شعاع الموجة. الصيغة (40.2) صالحة من أجل الفوتونات في الفراغ. من الواضح أن اتجاه شعاع العزم **p** ينطبق مع اتجاه انتشار الموجة. ومن أجل كلٍّ من الاستقطابين الممكنين، يمكن أن نقدم مميزات مناسبة للفوتونات: يرتبط كل استقطاب للضوء b بفوتون محدد. وعليه يمكن أن ندل على الفوتون بدليلين $\{q, b\}$.

يمكن تعميم المعادلة (39.2) التي تمثل طاقة كم من الضوء، على الأمواج الكهرومغنطيسية في وسط عازل، أي ثابت سماحية ε:

$$\hbar\omega = \frac{\hbar c}{\sqrt{\varepsilon}} q \qquad (41.2)$$

من المهم جداً أن الكمّات المختلفة للحقل الكهرطيسي لا تتفاعل فيما بينهما، كما يفترض الشكل الخطي للحقل في الفراغ. إن التفاعل بين هذه الأنماط ممكن فقط في أوساط خاصة. ندعو هذه الأوساط بالأوساط الضوئية اللاخطية.

بتقديم الكمّات (أي جسيمات الحقل الكهرطيسي)، يمكن أن نفهم المعادلة (38.2) والشكل 6.2 بطريقة جديدة. بضرب العلاقة بالكمية $\frac{\hbar^2}{2m}$ حيث m معامل ثانوي، يمكن أن نكتب:

$$\frac{p^2}{2m} - \frac{\hbar^{\omega 2}\varepsilon(r)}{2mc^2} = 0$$

وذلك بأخذ العلاقة $q = \frac{d\phi_0}{dr}$ و $p = \hbar q$ بعين الاعتبار. بتعريف كمون الطاقة $V(r) = -\hbar^2\omega^2\varepsilon(r)y(2mc^2)$ نصل إلى العلاقة $H \equiv \frac{p^2}{2m} + V(r)$ وهي تقابل

قانون انحفاظ الطاقة لجسيم (قارن هذه العلاقة بـــ (9.2)). أي أن المعادلة (38.2) تصف مسارات الكمّات في حقل الموجة.

في النظرية الكمومية، نتكلم على عدد الكمّات (الفوتونات) $N_{(q,b)}$ بدلاً من كثافة الموجة. إذا كان كل واحدة من هذه الكمّات تنقل الطاقة $\hbar\omega$، فإن الكثافة المعرفة كتدفق الطاقة هي $I = \hbar\omega c \frac{N_{q,b}}{V}$ حيث v الحجم و $N_{q,b}/V$ يمثل كثافة الكمّات مع شعاع الموجة **q**. وبما أن على الصورة الكمومية أن تتطبق مع الصورة التقليدية، يمكننا أن نقابل المعادلة الأخيرة بمعادلة الشدة التقليدية المعطاة بالمعادلة (36.2).

ونتيجة لهذه المقارنة، يمكن إيجاد العلاقة بين المطال التقليدي للحقل الكهربائي F وعدد الكمات:

$$F_o = \sqrt{\frac{2\hbar\omega N_{q,b}}{\varepsilon_o \varepsilon V}} \qquad (42.2)$$

تعطي هذه المناقشة حول العلاقة بين الأمواج الكهرومغنطيسية والفوتونات، مثالاً على الثنائية موجة– جسيم وهي كلية الوجود في الفيزياء الكمومية. يعطي الجدول 1.2 مقارنة بين بعض صفات الحقول الكهرومغنطيسية في التفسيرات التقليدية والكمومية. يكون الوصف الكمومي أنسب في حالة موجة ذات شدة صغيرة (عدد صغير من الفوتونات $N_{q,b}$) في حين إن التفسير الموجي التقليدي يمكن استخدامه من أجل شدة معتبرة ($N_{q,b}$ كبير).

الجدول 1.2: مقارنة بين الكميات التقليدية والكمومية

الكمية التقليدية	الكمية الكمومية الموافقة
كثافة الطاقة الضوئية W	عدد الفوتونات $N_{q,b} = WV/\hbar\omega$
الشدة الضوئية I(r)	كثافة تدفق الفوتونات $I(r)/\hbar\omega$
الاستطاعة الضوئية الإجمالية P	تدفق الفوتونات $P/\hbar\omega = N_{q,b}c$

من الجسيمات إلى الأمواج

لنأخذ جسيماً، إلكتروناً مثلاً. يمكن أن نحاول توصيف هذا الجسيم بناء على الميكانيك التقليدي، عن طريق كتلة m وشعاع تمثل العزم **p**. ونستطيع في الفيزياء التقليدية أن نَعرّف بدقة موضع الجسيم في الفضاء r.

من وجهة نظر الميكانيك الكمومي، يجري توصيف الجسيم بتابع الموجة. ولذا فكثيراً ما يدعى الميكانيك الكمومي بالميكانيك الموجي.

إن تابع الموجة موزع، في غالب الأحيان، في الفضاء. وأهم خاصة للتابع الموجي أن القيمة $|\varphi(r)|^2 dr$ تعطي احتمال أن يوجد الجسيم داخل حجم صغير dr حول النقطة r من الفضاء. وعليه يمكن تفسير تابع الموجة φ على أنه مطال الاحتمال الموافق لكثافة احتمال وجود جسيم في موضع محدد r من الفضاء. أي إنه يوجد تماثل بين $|\varphi|^2$ ومربع طويلة الموجة الكهرومغنطيسية $|F_o|^2$ الذي يحدد كثافة الفوتونات، كما رأينا سابقاً.

إن السلوك الاحتمالي واحد من أهم مزايا الميكانيك الكمومي، وعليه فيتوجب بعض الشرح لتعريف المقصود بالاحتمال في هذا الباب. لفهم الاحتمال في سياق الميكانيك الكمومي، من المناسب استحضار الحالة التالية: لنتخيل مجموعة من الأنظمة المتشابهة التحضير. نعني بالعبارة "متشابهة التحضير" أنظمة متماثلة من أجل أي قياس فيزيائي. إذا أجرينا قياساً على أحد الأنظمة لمعرفة وجود جسيم في حجم صغير محدد، ستكون النتيجة محددة: إما أن يكون الجسيم موجوداً أم لا. بإجراء نفس القياسات على عدد كبير من الأنظمة المتشابهة التحضير، يمكن أن يعبر عدد المرات التي يوجد من أجلها الجسيم في حجم ثابت عن احتمال وجود جسيم في حجم عنصري.

من أجل الحالة البسيطة لجسيم في الفراغ، يكون لتابع الموجة شكل موجة مستوية، كما سبق تقديمه:

$$\varphi(r,t) = Ae^{i\phi} = Ae^{i(kr-\Omega t)} \qquad (43.2)$$

حيث تمثل $\phi = kr - \Omega t$ الصفحة، K شعاع الموجة للجسيم A مطال الموجة وΩ التردد الزاوي الموافق لطاقة الجسيم.

يرتبط شعاع الموجة، وبعبارة أدق مطال شعاع الموجة $k = |k|$ بطول موجة الجسيم λ.

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \tag{44.2}$$

وبحسب علاقة بروغلي Broglie، يرتبط العزم جسيم بطول الموجة الموافقة له بالعلاقة:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} \tag{45.2}$$

نحصل من العلاقتين (44.2) و(45.2) على علاقة بين عدد الموجة والعزم الجسيم: $p = \hbar k$ أو بصيغة الأشعة:

$$p = \hbar k \tag{46.2}$$

تتطابق هذه العلاقة مع المعادلة (40.2) لتكميم الأمواج الكهرومغنطيسية. تظهر الحالة الأبسط طريقة يمكننا أن نعطي لجسيم صفات شبه جسيم وشبه موجة على حد سواء.

ينتج من المعادلة (43.2)، باستعمال وصف موجة مستوية لجسيم حر، أن هنالك احتمالاً واحداً (ثابتاً) لوجود جسيم في أي نقطة من الفضاء:

$$|\psi(r,t)|^2 = \psi(r,t)\psi^*(r,t) = A^2 = C^{te}$$

حيث $\psi^*(r,t)$ المرافق العقدي لـــ$\psi(r,t)$.

يبدو أن هذه النتيجة تتعارض مع الوصف التقليدي للجسيم. وكما كانت حالة الحقول الكهرومغنطيسية، يمكن حل هذا التناقض باستخدام مبدأ الارتياب. لهذا المبدأ

شروط تحدد مدى الإحداثيات ومدى العزوم الذي يمكن قياسها في ذات الوقت لجسيم. إن الارتيابات في المقادير ΔP وΔr يجب تحقق المتراجحات التالية:

$$\Delta p_x \Delta x \geq h, \quad \Delta p_y \Delta_y \geq \hbar, \quad \Delta P_3 \Delta_3 \geq \hbar \qquad (47.2)$$

وعليه إذا وُجد جسيم في منطقة من الفضاء بعرض Δx، يجب أن يكون ارتياب المركبة x من كمية حركته أكبر أو يساوي $\hbar / \Delta x$. للجسيم الموصوف بالعلاقة (43.2) العزم محددة $p = \hbar k$، ولكنه بعيد تماماً في الفضاء.

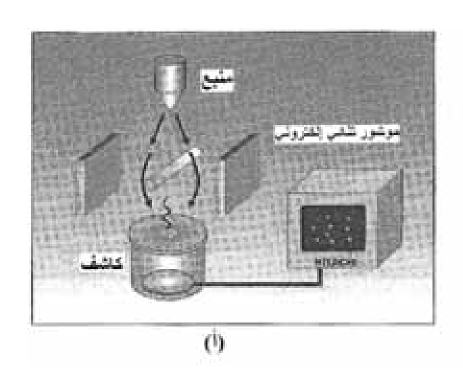
لاحظ أن صفحة الموجة ϕ في العلاقة (43.2) ترتبط بالزمن، ويرتبط التردد الزاوي لاهتزاز هذه الصفحة بطاقة الموجة E عبر $\Omega \equiv \frac{E}{\hbar}$.

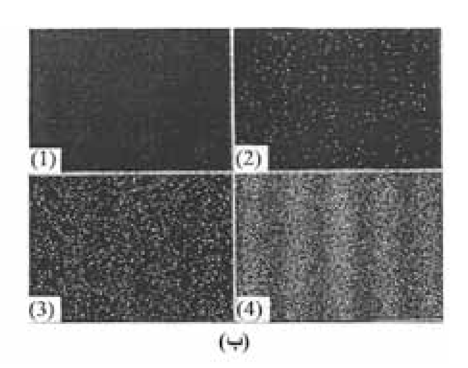
وتتطابق طاقة الموجة تماماً مع طاقة كمّات الموجة المذكورة بالعلاقة (39.2).

ويكون هذا النوع من الارتباط الزمني للصفحة متناسباً مع $e^{iEt/\hbar}$ ويبقى كذلك من أجل أي نظام معقد تحت شروط الاستقرار، بما فيها شرط حقل خارجي ثابت.

وهناك حقيقة أخرى تتعلق بمبدأ التراكب الذي سبقت دراسته من أجل الأمواج التقليدية الذي يبقى صالحاً من أجل أمواج الجسيمات. وهكذا، فإن ظواهر موجية مألوفة كالتداخل والانعراج يجب أن ترصد من أجل الجسيمات. وأحد متطلبات رصد هذه الظواهر هو تجانس الأمواج المشاركة في التراكب. وبلغة الجسيمات، هذا يعني أولاً أن على الجسيمات أن تكون وحيدة الطاقة. في الحقيقة، أثبتت تجارب مباشرة أجريت على الإلكترونات وحيدة الطاقة حدوث التداخل والانعراج في موجات الإلكترونات. ومنذ تجربة دافيسون–غيرمر عام 1927 حول انعراج الإلكترونات ببلورات معدنية، أثبتت تجارب عديدة الطبيعة الموجية للجسيمات.

ولقد كرر أكيرا تونومورا تجربة الشق المضاعف لدراسة انعراج الإلكترونات عام 1989 بشكل مشابه لانعراج الضوء (انظر الشكل 7.2). ولقد جرى الحصول على إثبات مباشر للصفات المشابهة للموجة للإلكترونات.





الشكل 7.2: تجربة أكيرا تونومورا (أ) شكل تخطيطي لتجربة الشق المضاعف. (ب) تجمع تشوش ضوئي إلكتروني في أوقات مختلفة: تكونت الصور على المرقاب بعد الكشف عن (1) عشرة إلكترونات (2) 200 إلكترون، (3) 6000 إلكترون و(4) 140000 إلكترون. كانت الإلكترونات تبعث بمعدل 10 في الثانية (استخدمت الأشكال بترخيص من:
A. Tonomura, "Double-slit Experiment," (2006), <http://hqrd.hitachi.co.jp/globaldoubleslit.cfm>, figs.1 and 2, © Hitachi, Ltd. 1994. All rights reserved).

يظهر الشكل 7.2 (أ) تجهيزات تجربة تونومورا المؤلفة من مدفع (i) إلكتروني يصدر الإلكترونات واحداً تلو الآخر بسرعة عالية؛ (ii) موشور ثنائي إلكتروني (قاسم إلكتروني) (iii) كاشف للإلكترونات المنحرفة و(iv) آلة تصوير بلاقط ازدواج الشحنة CCD التي تسجل وتظهر مواقع الإلكترونات المسجلة. جرى إصدار عشر إلكترونات في الثانية من المصدر. أبدت الصورة على شاشة CCD في الدقائق الأولى توزعاً عشوائياً للإلكترونات. وتدريجياً أنتجت التجربة نموذج تداخل مميز للتجارب التي تستخدم الضوء والشق المضاعف.

ولتقدير طول الموجة للجسيم ولفهم آثار مبدأ الارتياب، دعنا نفترض أن إلكتروناً حراً يتحرك بسرعة تقارب $10^7 cms^{-1}$. إن كتلة الإلكترون الحر $m_0 = 9.11^{-10.28} g$ وعليه يكون $p_0 = m_0 v = 9.10^{-21} g\, cms^{-1}$، $\frac{p_0}{\hbar} = k_0 = 8.7 \quad 10^{16} cm^{-1}$ وطول موجة بروغلي للإلكترون الحر هو $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0} = 7.2 \quad 10^{-7} cm$. وإذا أردنا قياس كل من موضع والعزم الإلكترون وبدقة 10% على قيمة العزم، أي أن $\Delta p_0 = 910^{-22} g.cm.s^{-1}$ و $\Delta k_0 = 8.710^5 cm^{-1}$، لا يمكننا أن نتنبأ بموضع هذا الإلكترون بدقة أكبر من:

$\Delta\chi = \frac{\hbar}{\Delta p_0} = \frac{2\pi}{\Delta k_0} = 7.210^{-6} = 720\,\mathring{A}$ وهذه القيمة تمثل عشر أضعاف طول موجة الإلكترون!

بناء على تقديراتنا، نرى أن لطول موجة الإلكترون قيماً صغيرة، ومن أجل جسيم مادي ذي كتلة أكبر، يكون طول الموجة أصغر. ولهذا فلا يمكننا في معظم حالات الحياة العادية رصد سلوك شبيه بالموجة للجسيمات. وكما سنتعلم لاحقاً، يكون طول موجة الإلكترون في الأجسام الصلبة أكبر بعشر مرات منه في الفراغ، أي أنه قد يصل إلى $100nm = 1000\,\mathring{A}$ أو أكثر. ولهذا في حالة الإلكترونيات النانوية، تكون الخواص الفيزيائية الشبيهة بالموجة للإلكترون هي أهم مزاياه وهي تحدد الخواص الأساسية لهذا العالم النانوي.

5.2 ملاحظات ختامية

شدّد هذا الفصل على خاصة أساسية لكل المواد الموجودة يمكن أن ندعوها ثنائية موجة جسيم. وجدنا بدءاً بتحليل حقل موجة معيّن (اهتزازات مرنة في الأجسام الصلبة حقول كهرطيسية... الخ) سلوكاً شبيهاً بالجسيم لحقل الموجة هذا من أجل مطالاتٍ صغيرة و(أو) أبعادٍ مكانية أكبر من طول الموجة.

ولقد رأينا، بتحليل حركة الجسيم، أنه في حال الأبعاد المكانية الصغيرة لا يمكن توصيف الجسيم بالإحداثيات الدقيقة والعزم (السرعة) بل إن الجسيم يتصرف لجسم ممتد شبيه بالموجة. وبهذا تكون خواص الجسيم وخواص الموجة لنفس الجسم الفيزيائي متوافقة. وهذه هي خلاصة ثنائية جسيم– موجة التي تمثل بحق أساس الفيزياء النانوية البالغ الأهمية.

توظف الإلكترونيات الدقيقة والإلكترونيات البصرية المعاصرة الظواهر الإلكترونية والضوئية التي يحددها بالكامل صفات الإلكترونات في الأجسام الصلبة. تبدي تقديرات بروغلي أن طول موجة الإلكترونات في الأجسام الصلبة يبلغ حوالي 10 نانومتر أو أكثر. أي أن الإلكترونيات النانوية البازغة يجب أن تعتمد حتماً على ميكانيك الموجة.

للاستزادة حول موضوع ثنائية جسيم موجة، نوصي بالرجوع إلى الكتب التالية:

- R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *Lectures on Physics*, vol. 3 (New York: Addison-Wesley, 1964).
- W. E. Lamb, Jr., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, edited and annotated by J. Mehra (Princeton, MA: Rinton Press, 2001).

تهدف المسائل أدناه إلى مساعدة القارئ لفهم أفضل عن التعاريف والمبادئ المذكورة في هذا الفصل، ولبيان بعض السلوك الغريب للإلكترونات في الأجسام الصلبة.

في الفصول التالية، سنقدم التعاريف الأساسية ومعادلات الميكانيك الكمومي (الموجي) ونحلل أمثلة بسيطة معبّرة توضح مزايا الفيزياء النانوية الكمية والنوعية الأساسية.

6.2 مسائل

1- تعطى العلاقة بين العزم والطاقة لإلكترون، في العديد من المواد نصف الناقلة المستعملة في الإلكترونيات المعاصرة، بالصيغة الضمنية التالية:

$$\frac{p^2}{2m^*} = E\left(1 + \frac{E}{E_g}\right),$$

حيث m^* كتلة الإلكترون الفعالة و $\frac{1}{E_g}$ معامل عدم الاحتمال، للصيغة حلان في E: أحدهما للإلكترونات ($E>0$) والثاني للثقوب ($E<0$).

a) أوجد الحلين في E

b) اشتق صيغة v للإلكترونات فقط

c) حدد سرعة الإلكترون في الفراغ وقارنها بالصيغة المشتقة في b

على سبيل المثال، لنأخذ مثل الـــGaAs $M^* = 0.067\, m_0^C$
و $E_g = 1.42ev$.

ملاحظة تعطى الطاقة الحركية للإلكترون في الفراغ بـــ $E = \dfrac{p^2}{2m_0}$

2- لبعض المعادن وأنصاف النواقل تشتت طاقة متناح على شكل قطع مكافئ بدلاً من التشتت اللامتناهي على شكل قطع مكافئ $E = p^2 / 2m^*$. يعطى تشتت الطاقة في هذه الحالة بالعلاقة:

$$E = \left(\frac{1}{m^*}\right)_{ij} p_i p_j, \tag{48.2}$$

أي إن كتلة الإلكترون ليست سلمية بل هي تنسور في الحالات المماثلة.

ليكن مقلوب تنسور الكتلة الفعالة $\left(\dfrac{1}{m^*}\right)_{ij}$ معطى بـــ:

$$\left(\frac{1}{m^*}\right)_{i\,j} = \begin{pmatrix} m_t^{-1} & 0 \\ 0 & m_1^{-1} \end{pmatrix} \tag{49.2}$$

حيث i,j = x, y ندعو المعامل m_t الكتلة الفعالة العرضانية لإلكترون النقل، وندعو العامل m_l الكتلة الفعالة الطولانية لإلكترون النقل. تصبح علاقة التشتت في هذه الحالة:

$$E = \frac{P_x^{\ 2}}{2m_t} + \frac{P_y^{\ 2}}{2m_1} \tag{50.2}$$

من أجل شعاع كمية حركة معطى $\mathbf{p} = \{|p| sim\phi, |p|\cos\theta\}$

a) احسب السرعة $v = \dfrac{dE}{dP}$

b) ارسم أشعة العزم وأشعة السرعة الموافقة من أجل قيم $\theta = 30^\circ$ و 45° و 60° وخذ $|p| = 1$. نعتبر حالة n–Ge حيث $m_E = 0.019\, m_0$ و $m_e = 0.95\, m_0$، لاحظ أن اتجاهات أشعة السرعة والعزم لا تتطابق (أي أنهما غير متسايرين).

3– لنعتبر حالة جسيم كتلة m يتحرك على طول إحداثية واحدة z. ولنفترض أن القوة الكامنة $f = \beta z$. أوجد الطاقة الكامنة الموافقة. برهن أن الحل العام للمعادلة (8.2) هو $A \sin\left(\sqrt{\frac{\beta}{m}} t + \varphi\right)$، مع A، ϕ معاملان اختياريان. بعبارة ثانية، يهتز الجسيم حول النقطة $z = 0$ بسرعة $\omega = \sqrt{\frac{\beta}{m}}$.

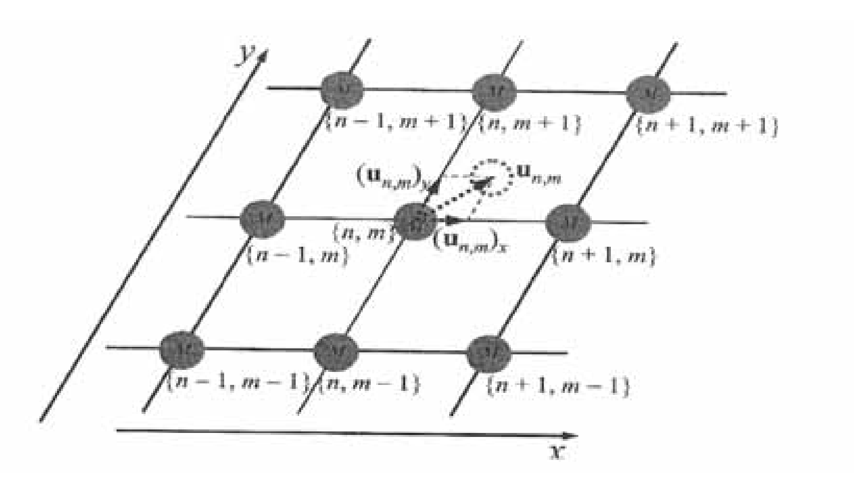
تحدد قيم A و ϕ مطال وصفحة الاهتزازات.

4– لإيضاح طريقة تعميم النموذج أحادي البعد، يمكننا أن نعتبر حالة شبكة مربعة (بعدان) يتوضع فيها ذرات متماثلة عند زوايا المربعات. تتفاعل كل ذرة مع جاراتها الأقرب (أربع ذرات) كما يبدو في الشكل 8.2. يحدد موضع التوازن لكلِّ ذرة بعددين صحيحين، لنقل n وm. يمكن كتابة إحداثيات الذرات ممثلة بـــ $r_{m,m} = (x_m, y_m) = ma, ma$. وتكون الذرات المجاورة لـــ $r_{m,m}$ $r_{m-1,m}$ و $r_{m+1,m}$ و $r_{m,m-1}$ و $r_{m,m+1}$. إذا رمزنا بـــ $u_{m,m}$ لإزاحات الذرات عن موضع التوازن، يمكن كتابة شعاع الأبعاد الجديد $r_{m,m} = r_{m,m} + u_{m,m}$. إن الإزاحات $u_{m,m}$ والقوى أشعة، وبحسب قانون هوك، تكون القوة المطبقة على الذرة (*m,m*) من جاراتها الأقرب:

$$f\, n,m = -\beta\left[(u n.m - u n-1,m) + (u n.m - u n+1,m) + (u n.m - u n-m-1) + (u n.m - u n-m+1)\right]$$

احسب $F_{m,m}$ بالاحتفاظ بالحدود الخطية بالنسبة إلى الإزاحات $u_{m,m}$. أثبت أن للقوة $F_{m,m}$ صيغة تشابه المعادلة (11.2) أي إن:

$$(f_{n,m})_\chi = \beta\left[(u_{n,m})_\chi\right] - (u_{n+1,m})_\chi + (u_{n,m})_\chi - (u_{n-1,m})_\chi ,$$



الشكل 8.2: شبكة مربعة ثنائية البعد

اكتب معادلات نيوتن للإزاحات $u_{m,m}$. أوجد معادلة الموجة ثنائية البعد، باستخدام الاستبدال المدروس سابقاً لنظام متقطع بوسيط مستمر. أوجد عبارات الكثافة ومعامل المرونة للوسط الثنائي البعد والمرن المدروس.

5- إن أبسط مثال على أثر التداخل يعطى بتراكب موجتين جيبيتين

$$u_1 = \beta \sin \ell_1(r,r); \quad u_2 = \beta \sin \ell_2(r,t)$$

وتكون الموجة الناتجة من الشكل $u_{\text{int}} = \beta_{\text{int}} \sin \ell_{(r,t)}$

(a) أوجد $\ell_3(r,t)$

(b) أوجد β_{int}

(c) من أجل حالة: $\ell_1(r,t) = \ell_1(r) + \omega\tau$ و $\ell_2(r,t) = \ell_1(r) + \omega\tau$، أوجد $\ell_3(r,t)$ وناقش الاختلافات بين أجوبتك في هذه الحالة ونتائج (a) و(b).

6- للمعادلة (14.2) عدد لانهائي من الحلول، إضافة إلى الحلول التي جرى عرضها في الفقرة 2.2.

ليكن $u(z)$ تابعاً اختيارياً يحقق المعادلة (14.2)، بحيث يمكن حساب مشتقيه الأول $\frac{du}{dz}$ والثاني $\frac{d^2u}{dz^2}$. أثبت أن التوابع $u(z \mp st)$ حلول لمعادلة الموجة.

$$h = \frac{\rho}{2}\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2} + \frac{\Lambda}{2}\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2}$$

7- باستعمال معادلة كثافة الطاقة ومعادلة الأمواج المستقرة حيث: $u = \beta \sin(q_n z)\cos(\omega_n t)$

$$L_x = L_y = L_{\Im} = 2m,\ \ V = L_x L_y L_{\Im},\ \ p = 1.29kgm^{-3},\ \ s = 340ms^{-1},\ \ |\beta| = 1am$$

(a) احسب كثافة الطاقة للموجة من أجل $n=1,2,3$

(b) احسب الطاقة الكلية للموجة من أجل $n=1,2,3$

8- لنعتبر حقلاً موجياً داخل علبة أبعادها L_n, L_y, L_z. نفترض أن جدران العلبة تعكس الأمواج (علبة مرايا).

أوجد حلولاً ثلاثية الأبعاد للمعادلة (18.2). أحسب أعداد الموجة والترددات والأمواج المستقرة.

احسب الطاقة الكلية للأمواج المستقرة.

9- يمكننا مبدأ التراكب (31.2) من تمثيل أي حقل موجي كتركيب أمواج مستوية، يمثل التابع $u(r,z)Be^{-[(z-sr)/\Delta z]^2}$ موجة نبضية تنتشر عبر وسط بسرعة s. اكتب حقل الموجة هذا كمجموع موجات مستوية باستخدام تحويل فورييه للتابع u.

10- لنعتبر حالة الضوء المرئي (الأصفر) بطول موجة $\lambda = 600mm$. ولنفترض أن موجة الضوء تنتشر في الفراغ بكثافة شدة $I = 1mWcm^{-2}$ (أي $10^{-3}Js^{-1}cm^{-2}$). احسب مطال الحقل الكهربائي F_0 (مقدراً بــVcm^{-1}). أوجد شعاع الموجة وكمية حركة الفوتون والطاقة. احسب كثافة الكمّات $N_{q,b}$.

الفصل الثالث

ميكانيك الموجة

1.3 مقدمة

نناقش في هذا الفصل المفاهيم الفيزيائية الأساسية والمعادلات المرتبطة بسلوك الجسيمات في العالم النانوي. سنقدم معادلة موجة شرودنغر للجسيمات ونحدد طرق حساب الكميات الفيزيائية القابلة للمشاهدة. نجد أن حركة جسيم مقيد ضمن حجم محدد في الميكانيك الموجة، تتعين بقيم متقطعة للطاقة وبتوابع موجة شبيهة بالأمواج المستقرة. أي إن حركة كهذه يمكن تكميمها. وفي حين إن الحركة في فراغ لامنتهٍ (أي حركة حرة) غير مكممة، تتوصف طاقة الجسيم بنطاق قيم مستمر.

آخذين بعين الاعتبار الأشكال المختلفة للبنى الثانوية، نحلل باستخدام ميكانيك الموجة بعض الأمثلة الخاصة، التي تسلط الضوء على الصفات الهامة للجسيمات. يمكن توظيف العديد من الأمثلة المتناولة كأبسط نماذج للبنى الثانوية وسوف نستخدمها في الفصول اللاحقة لفهم أسس الإجرائيات في الإلكترونيات الثانوية.

2.3 معادلة موجة شرودنغر Schrödinger

رأينا في الفصل السابق أن النظم الفيزيائية ذات الأبعاد النانوية هي نظم ميكانيكية كمومية بقدر ماتكون الأبعاد من رتبة أطوال موجة بروغلي Broglie التقليدية للجسيمات المكونة لهذه النظم. نهدف لدى تعاملنا مع النظم الميكانيكية الكمومية إلى تحديد تابع الموجة (wave function) لجسيم وحيد أو لكل نظام. وكما سنبرهن في مناقشة لاحقة، تكفي معرفة تابع الموجة في الميكانيك الكمومي لوصف الجسيم بالكامل أو نظام من الجسيمات. وهذا يعني أننا إذا عرفنا تابع الموجة لنظام نستطيع من حيث المبدأ أن نحسب كل المعاملات الجهرية (macroscopic parametes) التي تُعّرف صفات النظام.

يحقق تابع الموجة لجسيم φ المعادلة الأساسية للميكانيك الكمومي وهي "معادلة موجة شرودنغر التابعة للزمن"(*)

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}-\hat{\mathrm{H}}\Psi=0, \qquad (1.3)$$

حيث $\hbar$ ثابت بلانك المختزل. $\hbar=\frac{h}{2\pi}$ وقد جرى ذكره سابقاً. وكذلك $\hat{\mathrm{H}}$ العامل الهاميلتوني للنظام.

$$\hat{\mathrm{H}}=-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m}+V(r) \qquad (2.3)$$

في الميكانيك الكمومي يكون الهاميلتوني مؤثراً مقارنةً بحالة الميكانيك التقليدي حيث يكون تابعاً.

لندرس آثار المعادلة الأساسية للميكانيك الكمومي (1.3). إن بناء المؤثر الهاميلتوني في الميكانيك الكمومي يجري باستخدام الشكل التقليدي للهاميلتوني المذكور في المعادلة (9.2) باستبدال كمية حركة الجسيم p بمؤثر كمية الحركة $\hbar\frac{\partial}{\partial r}=\hat{p}$ وعليه تكون العبارة الأولى في المعادلة (2.3) مؤثر الطاقة الحركية، مع عامل لابلاس (Laplacian operator):

$$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad \text{(مؤثر لابلاسيان)} \qquad (3.3)$$

بمقارنة المعادلتين (1.3) و(2.3) للجسيمات التي تعطى حقول الموجة لها بالمعادلة (18.2)، يمكننا ملاحظة أن لكلتا المعادلتين مشتقاً ثانياً بالنسبة إلى متحول المكان **r** وعلى التوالي مشتقاً أولاً، وثانياً بالنسبة إلى الزمن t. وبالرغم من الاختلاف الأخير فإن حلول المعادلة (1.3) يُنتظر أن تكون في شكل شبيه بالموجي.

(*) معادلة موجة شرودنغر التابعة للزمن Time dependent Shrödinger wave equation

إذا كان الكمون $V_{(r)}$ مستقلاً عن الزمن، يمكن فصل الاعتماد على إحداثيتي الزمان والمكان:

$$\Psi(r,t) = e^{-iEt/\hbar}\psi(r), \qquad (4.3)$$

حيث $\Psi(r)$ تابع عقدي (complex function) لإحداثيات المكان فقط. ندعوه غالباً تابع الموجة $\Psi(r,t)$ المتعلق بالزمن بتابع موجة غير المستقر، في حين إن $\Psi(r)$ يسمى "تابع موجة مستقر". بتعويض المعادلة (4.3) في (1.3) نحصل على معادلة شرودنغر المستقلة عن الزمن:

$$\left(-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + V(r)\right)\psi(r) = E\psi(r). \qquad (5.3)$$

حيث E طاقة الجسيم الكلية (في المعادلتين (4.3) و(5.3)).إن تعامد حلول المعادلة (5.3) $\Psi_i(r)$ و$\Psi_j(r)$ الموافقة لقيم الطاقة المختلفة E_i وE_j هي أهم خصائص هذه الحلول، ويكون لدينا:

$$\int\psi_i^*(r)\psi_j(r)dr \,\alpha\, \delta_{ij}, \qquad , \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \qquad (6.3)$$

إن المهمة الأساسية للميكانيك الكمومي هي حل معادلة موجة شرودنغر (1.3).

وكما سبق وذكرنا، فإن لتابع الموجة لجسيم في الفراغ ($V_{(r)}=0$) شكل موجة مستوية $\Psi(r,t) = Ae^{i(kr-\Omega t)}$ (حسب المعادلة (43.2)). بتعويض تابع الموجة هذا في معادلة شردنغر (1.3) نحصل على العلاقة بين شعاع موجة الإلكترون وطاقته:

$$E = \hbar\Omega = \frac{\hbar^2}{2m}\left(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2\right) = \frac{p^2}{2m}, \qquad (7.3)$$

وهذا يتطابق مع العلاقة التقليدية بين كمية حركة الجسيم p_z وطاقته E.

إن قيمة الطاقة E توصف النظام من أجل الحالة المسماة الحالة المستقرة (stationary–state case)، عندما تكون الطاقة الكامنة، وبالتالي الهاميلتوني لا يتعلق

بالزمن. بالإضافة إلى ذلك يتطلب تحديد الطاقة، من أجل حالة مستقرة، زمناً لانهائياً من المراقبة (القياس).

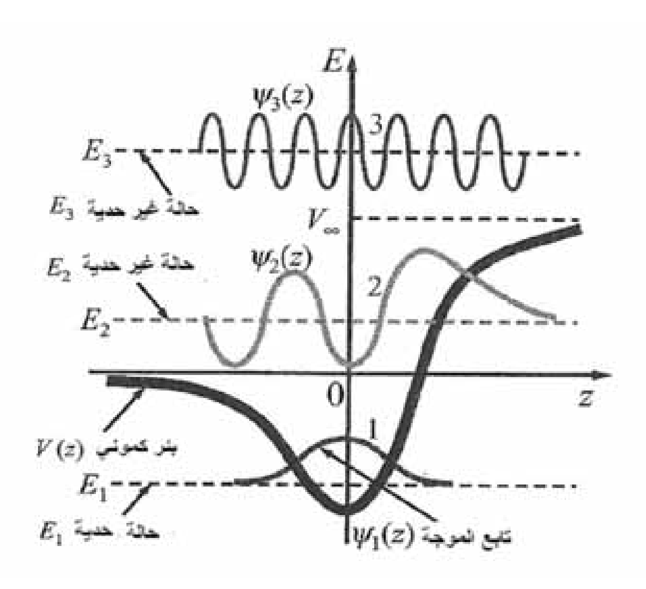
إذا كان هذا الزمن محدوداً Δt، يجب أن يحقق ارتياب قياس الطاقة ΔE المتراجحة (in equality) التالية:

$$\Delta E \, \Delta t \geq h. \qquad (8.3)$$

وهذه علاقة شك بين الطاقة والزمن. تشكل المتراجحتان (47.2) و(8.3) علاقات شك أساسية في الفيزياء الكمومية.

تملك المعادلة (5.3) شكلاً يعرف بمعادلة القيم الذاتية. وتكون الطاقة E قيمتها الذاتية، ويكون تابع الموجة $\Psi(r)$ تابعها الذاتي. يمكن للقيمة الذاتية E أن تأخذ قيماً متقطعة أو مستمرة، تبعاً لشكل تابع الطاقة V(r) والشروط الحدية.

ولإيضاح النوعين الممكنين لحلول معادلة شرودنغر، وحالات الطاقة، وكذلك لإيضاح المهام الناتجة، نعتبر المسألة الأحادية البعد لنظام طاقية الكامنة $V_{(z)} = V_{(r)}$ الموضحة في الشكل 1.3. يمثل المحور العمودي هنا الطاقة E ويمثل z الإحداثية المكانية الوحيدة.



الشكل 1.3: ثلاثة أنواع من حلول معادلة شرودنغر من أجل بئر أحادي البعد ذي شكل اختياري

للكمون قيمة سالبة صغرى عند z=0 ويسعى إلى الصفر من أجل $z \to -\infty$ ، ويسعى إلى قيمة منتهية حدية v_∞ من أجل $z \to \infty$ إن الكمون هو الشكل الأعم لبئر كموني (potential well).

يمكننا عند هذا الحد الاستعانة بمناقسة وصفية قصيرة للتأكيد أن الشروط الحدية تعرّف نوع الحل. سنحصل على هذه الحلول، ونناقشها بالتفصيل في حينه. يمكن أن توجد حلول ذات طاقة سالبة $E=E_i < 0$ ، من بين الحلول الممكنة لمعادلة شرودنغر (5.3) من أجل كمون مختار.

يمثل المنحني 1 في الشكل 1.3 تابع الموجة الموافق للطاقة $E=E_i < 0$.

أحد الخواص الشاذة للحلول ذات الطاقة السالبة هو أن المنطقة المكانية ذات الحركة التقليدية المسموحة، حيث الطاقة الحركية $\frac{p^2}{2m} = E - V(z) > 0$ تكون محدودة بكل تأكيد.

وفي المناطق الممنوعة تقليدياً حيث $V_{(z)} > E$، ينعدم التابع ψ عندما $|z| \to \infty$. تدعى حالات الجسيمات، كالتي سبق ذكرها، بالحالات الحدية، وتتصف بطيف طاقة متقطع. لنعتبر الحلول التالية الممكنة من أجل نطاق الطاقة E كما يبدو الخط E_2 في الشكل 1.3.توجد هذه الحلول من أجل أي قيمة لـــ E. وهي منتهية عندما $z \to -\infty$ وتخترق قليلاً منطقة الحاجز $V_{(z)} > E$ كما يوضح المنحني 2 في الشكل 1.3.

عند الحد $z \to \infty$ ، يمكن تمثيل هذه الحلول كمجموع موجتين تتحركان في اتجاهين متعاكسين:

إحدى الموجتين هي الموجة الواردة والأخرى هي الموجة المنعكسة من الحاجز. هنالك حل واحد فقط يحقق المتطلبات الفيزيائية من أجل كل طاقة في النطاق $0 \le E \le v_\infty$.

أما من أجل أي طاقة $E > v_\infty$ فهنالك حلان مستقلان (انظر المنحني 3 الموافق للطاقة E3).

يمكن اختيار حلّ على شكل موجة تنتشر من اليسار إلى اليمين. عند $z \to \infty$ ، يملك هذا الحل مركبة واحدة، وتحديداً الموجة التي تتخطى الحاجز من أجل $z \to -\infty$ ، هنالك تراكب للموجتين الواردة والمنعكسة. لابد لنا من التأكيد أن الموجة المنعكسة من الحاجز، عندما تتجاوز طاقتها ارتفاع الحاجز، تنشأ في الفيزياء الكمومية فقط. يمكن اختيار تابع الموجة الثاني من الأمواج المنتشرة من اليمين إلى اليسار. وهذا الأخير مثال على طيف الطاقة المستمر من أجل قيم الطاقة $E > \nu_{\infty}$ عندما تكون توابع الموجة منتهية بعيداً عن طرف الكمون. تظهر هذه الاعتبارات أهمية الشروط الحدية للمعادلة (5.3):

عند وجوب انعدام توابع الموجة (أي $\Psi \to 0$ عند $z \to \mp\infty$) بعيداً عن بئر الكمون، يمكن العثور على الطاقات المتقطعة والحالات الحدية، وهي من الأهمية بمكان، أما عندما توافق الشروط الحدية الموجة الواردة، فإننا نحصل على طيف طاقة مستمر.

ولننهي مناقشة الشروط الحدية، نذكر أننا غالباً ما نستخدم طاقات كامنة مع نقاط انقطاع. لابد لنا في هذه الحالة من أن نشترط استمرار كل من تابع الموجة ومشتقه بالنسبة إلى الإحداثيات عند نقطة انقطاع الكمون.

ونظراً إلى أن معادلة شرودنغر خطية، إذا كان تابع ψ حلاً للمعادلة، فإن أي تابع من الشكل ثابت $\times\ \psi$ هو حل أيضاً لنفس المعادلة. ولإزالة هذا اللبس يجب علينا أن نأخذ بعين الاعتبار الصفة الاحتمالية لتابع الموجة. في الواقع إذا كان النظام الفيزيائي حبيساً في حجم منتهٍ، يجب أن يكون احتمال وجود الجسيم في هذا الحجم مساوياً للواحد، أي إن:

$$\int \left| \Psi\left(r,t\right) \right|^{2} dr = 1. \qquad (9.3)$$

ندعو العلاقة (9.3) شرط التنظيم (normalization condition). وهو يزودنا بالشرط اللازم لتحديد قيمة معامل ضرب تابع الموجة الثابت من أجل حالة نظام محدود الحجم. وفي حالة الحجم اللامحدود وعدم وجود التكامل (9.3)، هنالك شروط تطبيع أخرى بدلاً من العلاقة (9.3). لنأخذ على سبيل المثال حالة ما يدعى مشكلة البعثرة (scattering)، التي تكون الإلكترونات القادمة من اللانهاية مبعثرة عبر كمون محلي.

توافق هذه الحالة الطاقتين E_2 و E_3 من أجل حركة جسيم في الكمون المبين في الشكل 1.3

علينا في هذه الحالة أن نفترض أن الموجة الواردة موجة مستوية مطالها A: $\Psi(z,t) = Ae^{ikz}e^{-iEt/\hbar}$ وتكون عندها كمية الأمواج المتناثرة متناسبةً مع المطال A نظراً إلى خطية معادلة شرودنغر.

غالباً ماندعو الشرط الأخير بالشرط الابتدائي بدلاً من الشرط الحدي، لأننا مع الحالات قبل التبعثر والحالات بعد التبعثر.

من المفيد، عند مراجعة الميكانيك الكمومي، أن نعرّف كثافة انسياب الجسيمات i. إن كثافة الانسياب شعاع في الفيزياء التقليدية، وهو يحدد اتجاه حركة الجسيمات وله مطال (modulus) يساوي عدد الجسيمات التي تعبر وحدة مساحة عمودية على الاتجاه في وحدة الزمن. تعطى هذه الكمية بالصيغة التالية في الميكانيك الكمومي:

$$i = \frac{i\hbar}{2m}\left(\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*\right). \tag{10.3}$$

وعلى سبيل المثال، نجد أن كثافة انسياب الجسيمات المعرفة بالموجة المستوية في العلاقة (43.2) يمكن أن تكتب:

$$i = \frac{\hbar k}{m}\left|A\right|^2 = \frac{p}{m}\left|A\right|^2 = v\left|A\right|^2.$$

القيم الوسطى للكميات الفيزيائية

يمكننا في ضوء الخاصة الإحصائية لوصف النظم الميكانيكية الكمومية، أن نوضح كيفية تحديد القيم الوسطى للكميات التي تميز هذه النظم. وأبسط حالة هي حساب متوسط إحداثية جسيم. في الحقيقة، يعطى المربع الطلق لتابع الموجة المطبّع الاحتمال الحقيقي وللعثور على جسيم في نقطة محددة من الفراغ من أجل واحدة الحجم، كما سبق ودرسنا في الفقرة 4.2. وعليه تعطى القيمة الوسطى لإحداثية z, r مثلاً بالعلاقة:

$$\langle z \rangle = \int \psi^* z \psi dr = \int z \left|\psi\right|^2 dr. \tag{11.3}$$

وعليه يعطي التكامل في الفراغ القيمة الوسطى أو قيمة التوقع، للإحداثية z. لابد من التأكيد أن معنى قيمة التوقع هو القيمة الوسطى لعدد من القياسات للإحداثية التي نقوم بها على مجموعة من الجسيمات المتماثلة.

يمكن تعميم المعادلة (11.3) في صيغة شاملة لحساب قيمة التوقع لأي قيمة a:

$$\langle a\rangle = \langle \hat{A}\rangle = \int \psi^* \hat{A}\,\psi dr, \qquad (12.3)$$

حيث Â مؤثر مرتبط بـــ a. ومن الصيغة (12.3) نرى أنه إذا كان التابع الذاتي للمؤثر Â يتوافق مع قيمة ذاتية ما a وفق:

$$\hat{A}\psi_a = a\psi_a, \qquad (13.3)$$

فإن قيمة التوقع للعامل الفيزيائي a يتطابق مع القيمة الذاتية a = (a). إذا كان تابع الموجة حلاً لمعادلة شرودنغر (5.3) مثلاً، يمكننا حساب الطاقة الوسطى $\langle E\rangle$:

$$\langle E\rangle = \langle \hat{H}\rangle = \int \psi_E^* \hat{H}\,\psi_E\, dr = E. \qquad (14.3)$$

إذا كان الجسيم في حالة مع طاقة غير معرفة بدقة، لنقل حالة تتصف بتراكب الحلول ، مع

$$\psi = \sum_i C_i \psi_{Ei}, \qquad (15.3)$$

يمكننا حسب الطاقة الوسطى وفق الصيغة:

$$\sum_i |C_i|^2 E_i = \langle E\rangle \quad \text{مع} \quad \sum_i |C_i|^2 = 1. \qquad (16.3)$$

نأخذ هنا بعين الاعتبار شروط التعامد والتنظيم للمعادلتين (6.3) و (9.3). يجب شرح الفروق بين الحالتين المعطاتين بالمعادلتين (14.3) و (16.3). تتعلق الحالة الأولى بنظام موصف بتابع موجة، هو تابع ذاتيّ للمؤثر Â؛ في هذه الحالة الخاصة Â=Ĥ. أما الحالة الثانية فترتبط بالحالة الموصوفة بتراكب توابع ذاتية لنفس المؤثر. تعطي القياسات لقيمة الطاقة للحالة الأولى نفس النتيجة E مهما تكررت القياسات. أما في الحالات الثانية

فتعطى القياسات قيماً إحصائية مختلفة: تقاس الطاقات E_i باحتمالاتها $\left|c_i\right|^2$، ويكون متوسط القيم $\langle E \rangle$ نفسه فقط.

تبيّن الحسابات المباشرة لمشتقات متوسط شعاع الإحداثية $\langle r \rangle$ بالنسبة إلى الزمن وذلك من أجل معادلة شرودنغر، الصيغة التالية:

$$m \frac{d^2}{dt^2} \langle r \rangle = -\left\langle \frac{dV(r)}{dr} \right\rangle,$$

أي إننا عثرنا على معادلة نيوتن التقليدية (8.2) من أجل قيم التوقع المحسوبة باستخدام ميكانيك الموجة.

وهكذا فإن معادلة شرودنغر تصف تطور تابع الموجة لنظام جسيمات في الميكانيك الكمومي.

يعطينا حلها، من أجل شروط بدائية أو حدية مناسبة، المعلومات اللازمة لحساب المعاملات الجهرية للنظام الفيزيائي وعمل الأداة قيد التحليل.

3.3 ميكانيك الموجة للجسيمات: أمثلة مختارة

قمنا بمناقشة المبادئ الأساسية للميكانيك الكمومي في الفقرة 2.3. ولفهم السلوك الشاذ للجسيمات الناتج من الثنائية موجة – جسيم، يجري تطبيق المبادئ الأساسية لميكانيك الموجة على أمثلة متعددة مختارة. يتعلق أبسط هذه الأمثلة بما يدعى الحالة الأحادية البعد التي نقتصر فيها على الحلول الأحادية البعد.

إننا نعيش بالطبع في عالم ثلاثي الأبعاد. وعليه تكون توابع الموجة للجسيمات الحقيقية معتمدة على شعاع الإحداثيات الثلاثية الأبعاد r. وعلى كل حال، غالباً ما تعتمد الطاقة الكامنة على إحداثية واحدة، أو اثنتين. من أجل هذه الحالات، هنالك تبسيط ملموس للتوصيف الميكانيكي للموجة. ليكن تابعاً للإحداثية z فقط. يمكننا عندها استخدام شعاع موجة ثنائي الأبعاد $k_\parallel = (k_x, k_y)$ لكتابة تابع الموجة كما يلي:

$$\Psi(t,r) = e^{i(k_\chi \chi + k_y y - \Omega t)} \psi(z), \qquad (17.3)$$

أي أن تابع الموجة يعبر عن موجة مستوية تنتشر في المستوي (n,y) ومطالها يتغير في الاتجاه z.

بتعويض المعادلة (17.3) في (1.3) نجد المعادلة أحادية البعد:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2}+v(z)-\in\right)\psi(z)=0, \qquad (18.3)$$

حيث:

$$\in=E-\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m}. \qquad (19.3)$$

يمكن تفسير E و $\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{\langle 2m\rangle}$ و ∈ على التوالي كالطاقة الكلية والطاقة الحركية للحركة الحرة على طول الإحداثيتين x و y والطاقة المرتبطة بالحركة في الكمون V(z) على التوالي. تبرهن العلاقتان (17.3) و (18.3) أن الحركة على طول الإحداثية z مستقلة عن الحركة في الاتجاهين الآخرين، ويمكن أن تحلل بعبارات الحركة الأحادية البعد (one-dimentional motion).

الجسيم بين جدارين غير نفوذين

لنأخذ بداية حالة البعد الواحد، عندما يوضع جسيم بين جدارين غير نفوذين (صلدين) عند $z=\mp\frac{L}{2}$، كما يظهر الشكل 2.3. يكون إذاً L عرض البئر الأحادي البعد مع حواجز لامتناهية الكمون، V(z)=0 داخل البئر و V(z)=∞ خارج البئر:

$$V(z)=\begin{cases}0, & for\ \ |z|<L/2,\\ +\infty, & for\ \ |z|>L/2.\end{cases} \qquad (20.3)$$

إن جزءاً تابعَ الموجةِ المتعلق بالمكان Ψ(z) يحقق معادلة شرودنغر المستقلة عن الزمن (18.3)

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2}-\in\right)\psi(z)=0 \qquad (21.3)$$

ويكون حل المعادلة (21.3) من الشكل:

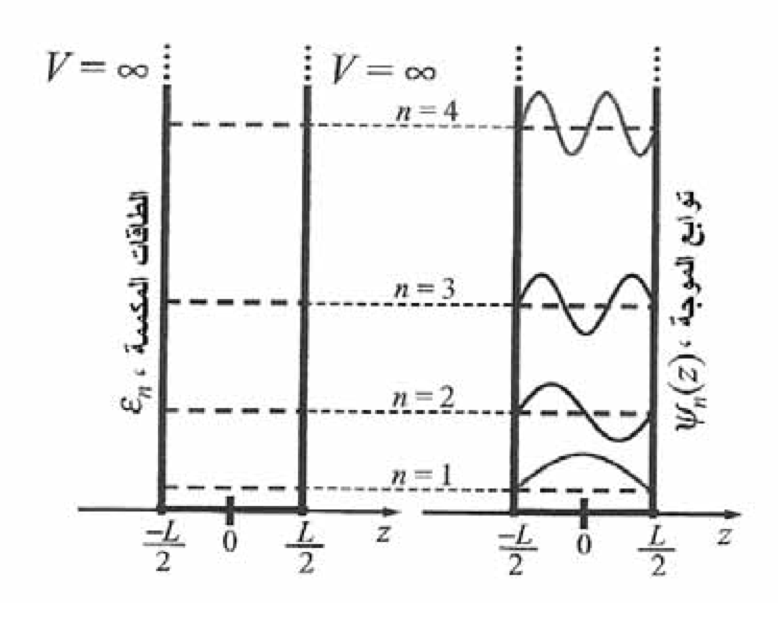
$$\psi(z)=Ae^{iKz}+Be^{-iKz}, \qquad (22.3)$$

حيث:

$$K=\sqrt{\frac{2m\in}{\hbar^2}} \qquad (23.3)$$

يمكن اعتبار الجدارين غير النفوذين كحدود تستبعد الجسيم، ولاسيما في حالة الجدار غير النَفُوذ. وتحديداً يكون احتمال وجود جسيم في $z \leq -L/2$ أو معدوماً، أي $z \geq L/2$، يساوي صفراً. وبمعنى آخر:

$$\psi(-L/2)=\psi(L/2)=0. \qquad (24.3)$$



الشكل 2.3: حلول معادلة شرودنغر من أجل بئر كمومي بحدود لانهائية

تعرف الطاقات الذاتية وفق الصيغة $\varepsilon_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}$

هنالك إذاً شروط حدّية لتابع موجة جسيم في البئر الكمومي المحدد وبجدران غير نفوذة.

بتطبيق هذه الشروط الحدية على تابع الموجة (22.3) نحصل على:

$$Ae^{-iKL/2} + Be^{iKL/2} = 0 \quad \text{من أجل} \quad z = -L/2, \tag{25.3}$$
$$Ae^{iKL/2} + Be^{-iKL/2} = 0 \quad \text{من أجل} \quad z = L/2.$$

يمكن إيجاد حل غير تافه لجملة المعادلتين الجبريتين إذا وفقط إذا كان المعين (determinant) التالي مساوياً للصفر:

$$\begin{vmatrix} e^{-ikL/2} & e^{ikL/2} \\ e^{ikL/2} & e^{-ikL/2} \end{vmatrix} = 0.$$

وينتج إذاً:

$$\sin(KL) = 0 \quad \text{or} \quad KL = \pi n. \tag{26.3}$$

تحدد المعادلة الأخيرة القيم الذاتية K_n:

$$K_n = \frac{\pi}{L} n, \qquad n = \pm 1, \quad \pm 2, \quad \pm 3, \quad ...; \tag{27.3}$$

جرى استبعاد القيمة n=0 لأنه من أجل $K_0=0$ تعطي المعادلتان (25.3) و(26.3) أن $\Psi=0$. ومن المعادلتين (23.3) و(27.3) نجد الطاقات الممكنة لهذا الجسيم:

$$\in_n = \frac{\hbar^2 K_n^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m L^2} n^2. \tag{28.3}$$

وبتعويض المعادلة (27.3) في (25.3)، نرى بسهولة أنه من أجل n معطاة تكون العلاقة بين المعاملات A وB تحقق $B = e^{-i\pi m} A = (-1)^{m+1} A$. وعليه إذا كانت n قيمة صحيحة فردية نحصل على توابع موجة متناظرة من العلاقة (22.3)

$$\psi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \cos\left(\frac{\pi n z}{L}\right), \quad n = \pm 1, \quad \pm 3, \quad ... \qquad (29.3)$$

ومن أجل n زوجي، نحصل على توابع موجة غير متناظرة (أحادية)

$$\psi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{\pi n z}{L}\right), \quad n = \pm 2, \quad \pm 4, \quad ... \qquad (30.3)$$

في هذه التوابع يظهر $\sqrt{\frac{2}{L}}$ كمعامل ينتج من شرط التنظيم:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left|\psi_n(z)\right|^2 dz = 1. \qquad (31.3)$$

يدعى العدد الصحيح n العدد الكمومي. في الواقع نرى أن الطاقات ε_n لا تتوقف على إشارة العدد الكمومي n.

وهذا أمر تحققه أيضاً القيمة المهمة فيزيائياً $\left|\varphi_n(z)\right|^2$. يمكننا إذاً أن نستخدم أعداد كمومية موجبة فقط n>0. لنكتب الحالات الأربع الدنيا تفصيلياً:

$$\begin{aligned}
n &= 1, \qquad \varepsilon_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}, \qquad \psi_1 = \sqrt{\frac{2}{L}} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right); \\
n &= 2, \qquad \varepsilon_2 = 4\varepsilon_1, \qquad \psi_2 = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{2\pi z}{L}\right); \\
n &= 3, \qquad \varepsilon_3 = 9\varepsilon_1, \qquad \psi_3 = \sqrt{\frac{2}{L}} \cos\left(\frac{3\pi z}{L}\right); \\
n &= 4, \qquad \varepsilon_4 = 16\varepsilon_1, \qquad \psi_4 = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{4\pi z}{L}\right);
\end{aligned} \qquad (32.3)$$

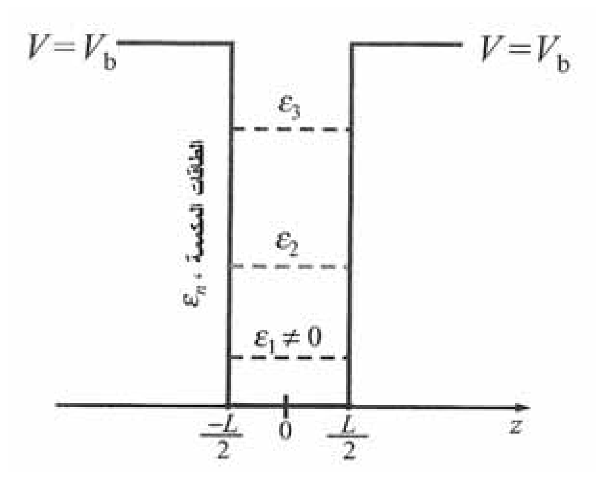
تسمح لنا هذه الحلول باستخراج نتائج مهمة:

أولاً: إن طيف الطاقة لجسيم حبيس في بئر كمومي متقطع. أي إنه بدلاً من التغير المستمر للطاقة – كما هي الحال في الفيزياء التقليدية – يكون للجسيم الكمومي الموضوع في بئر بعض القيم المتقطعة للطاقة فقط.

بعبارة أخرى، إن طيف الطاقة يصبح مكمماً، كما يظهر الشكل 2.3. نقول عن هذا النوع من الطيف إنها مجموعة مستويات طاقة متقطعة. ونلاحظ في الحالة المدروسة إن المسافات بين مستويات الطاقة $\varepsilon_{m+1}-\varepsilon_n$ تزداد بازدياد عدد المستويات n.

ثانياً: إن المستوى الأدنى للطاقة (الذي يدعى حالة الاستقرار) ليس صفراً بل إنه منته. أي إن الجسيم لايمكن أن يكون له طاقة معدومة. هذا في الواقع نتيجة مباشرة لمبدأ الارتياب. إن الجسيم الموضوع في بئر يتحدد في منطقة الفراغ ذات الحجم L. أي إن الارتياب Δz أصغر أو يساوي l. وبحسب المعادلة (47.2) يؤدي هذا التحديد إلى ارتياب في كمية الحركة $\Delta p \geq \Delta p_z^N \dfrac{h}{L}$. عندها يمكن تقدير كمية حركة الجسيم بالعلاقة $p \geq \Delta p$. أي إن كمية الحركة ليس صفراً، وهناك طاقة إجمالية غير معدومة.

ثالثاً: إن توابع الموجة هي أمواج مستقرة، ويوجد عدد صحيح من أنصاف الموجة بين هذين الجدارين غير النفوذين. وتشبه هذه النتيجة رياضياً حالة تكميم الأمواج المستقرة المرنة بين جدارين صلبين المبيّنة في الشكل 4.2.



الشكل 3.3: الطاقات الذاتية لجسيم في بئر كمومي بحواجز كمون منتهية

الجسيم في بئر كمومي بحواجز كمون منتهية

لنعتبر الآن حالة حجر جسيم في بئر كموني مع حواجز كمونية ذات ارتفاع منتهٍ. ونقبل الصيغة التالية، التي يظهرها الشكل 3.3:

$$V(z)=\begin{cases}0, & for \ \ |z|\le L/2,\\ V_b, & for \ \ |z|\ge L/2,\end{cases} \qquad (33.3)$$

حيث V_b و L ارتفاع وعرض البئر على التوالي. بما أن طيف الطاقة في هذه الحالة مكمم، نقول عن بئر الكمون، في كثير من الأحيان، إنه بئر كمومي ذو حواجز كمونية منتهية.

باستخدام حدسنا الفيزيائي التقليدي، نتوقع أن يكون الجسيم حبيساً في البئر إذا كانت طاقته $\varepsilon < V_b$. دعنا نركز على هذه الحالة. علينا أولاً أن نحل المعادلة (18.3). لدينا داخل البئر V(z)=0 ويكون الحل تركيباً من توابع الجيب والتجيب، كما في الحالة السابقة للمعادلتين (29.3) و (30.3).

من المناسب إذاً أن نعيد كتابته بشكل تضمهما:

$$\psi(z)=C\ \ \cos(k_w z)+D\sin(k_w z), \quad for|z|\le L/2, \qquad (34.3)$$

حيث:

$$k_w=\sqrt{2m\in/\hbar^2}, \qquad (35.3)$$

و C و D ثوابت اختيارية. ويكون الحل خارج البئر بالصيغة التالية:

$$\psi(z)=\begin{cases}Ae^{-k_b(z-L/2),} & for \quad z\ge L/2,\\ Be^{k_b(z+L/2),} & for \quad z\le -L/2,\end{cases} \qquad (36.3)$$

حيث $K_b=\sqrt{\dfrac{-2m(\varepsilon-v_b)}{\hbar^2}}$. ونتيجة لتناظر المسألة، يمكننا أن نختار إما التركيبات الزوجية أو الفردية في المعادلتين (36.3) و(34.3). وبالتالي تؤدي استمرارية تابع الموجة أن A=B من أجل الحلول الزوجية وA=−B من أجل الحلول الفردية. لدينا الآن ثابتان من أجل الحلول الفردية، وآخران للحلول الزوجية. وبشكل خاص، نجد من أجل الحلول الزوجية:

$$\psi(z)=\begin{cases} C \quad \cos(k_w z) & for|z| \le L/2, \\ Ae^{\mp k_b(z\mp L/2)} & for|z| \le L/2, \end{cases} \tag{37.3}$$

حيث توافق الإشارتان "−" و "+" القيم السالبة والموجبة لــ z على التوالي.

إن المرحلة التالية لإيجاد الحل وهي مقابلة توابع الموجة ومشتقاتها نسبة إلى z عند النقاط $z=\mp\frac{L}{2}$. على سبيل المثال، نجد من أجل الحلول الزوجية، من المعادلة (37.3)، مجموعة المعادلات الجبرية التالية:

$$\begin{aligned} &C \quad \cos(k_w L/2) - A = 0, \\ &C k_w \sin(k_w L/2) - A k_b = 0. \end{aligned} \tag{38.3}$$

لهاتين المعادلتين حلول إذا كان المعين الموافق صفراً. وهكذا نجد من أجل الحلول الزوجية والفردية:

$$\tan\left(\frac{k_w L}{2}\right)=\frac{k_b}{k_w}, \tag{39.3}$$

$$\cot\left(\frac{k_w L}{2}\right)=\frac{k_b}{k_w}, \tag{40.3}$$

يمكن حل هاتين المعادلتين المثلثيتين بشكل عددي، ولكن من المفيد أن نحللهما بيانياً. دعنا أولاً نحول المعادلتين إلى الشكل التالي:

$$\cos(k_w L/2) = \pm k_w / k_0, \qquad for \quad \tan(k_w L/2) > 0, \tag{41.3}$$

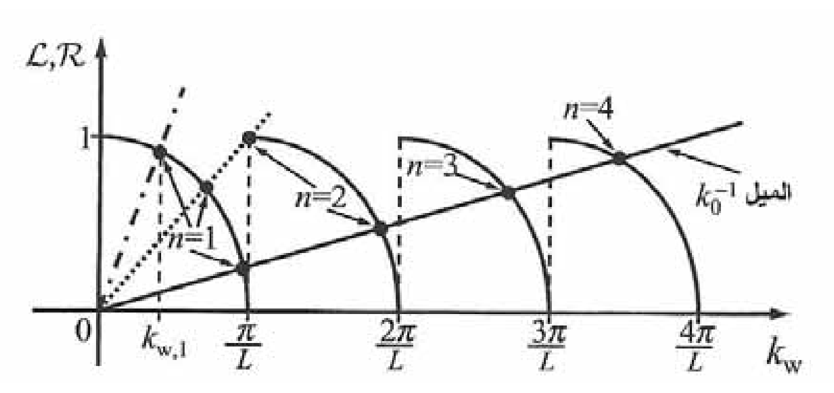
$$\sin(k_w L/2) = \pm k_w / k_0, \qquad for \quad \cot(k_w L/2) < 0, \tag{42.3}$$

حيث $k_0 = \sqrt{\frac{2mv_b}{\hbar^2}}$ يجب اختيار الاشارتين "+" و"−" في المعادلة (41.3) عندما تكون قيم $\cos\left(\frac{k_w L}{2}\right)$ موجبة، وعندما تكون سالبة على التوالي. وكذلك هو الأمر من أجل "+" و"−" لقيم $\sin\left(\frac{k_w L}{2}\right)$ في المعادلة (42.3) من أجل الحلول الفردية.

يمكن إظهار الطرف اليساري L واليميني R للمعادلتين (41.3) و(42.3) على نفس المخطط كتابعين لـــ K_w كما في الشكل 4.3. إن الطرفين الأيمنين في المعادلتين (41.3) و(42.3) توابع خطية بميل يساوي k_0^{-1}. الطرف الأيسر هو تابع تجيب أو جيب. إن تقاطع هذين المنحنيين يعطينا قيم $K_{w,m}$ التي من أجلها يكون لمعادلتنا حلول تحقق كل الشروط المطلوبة.

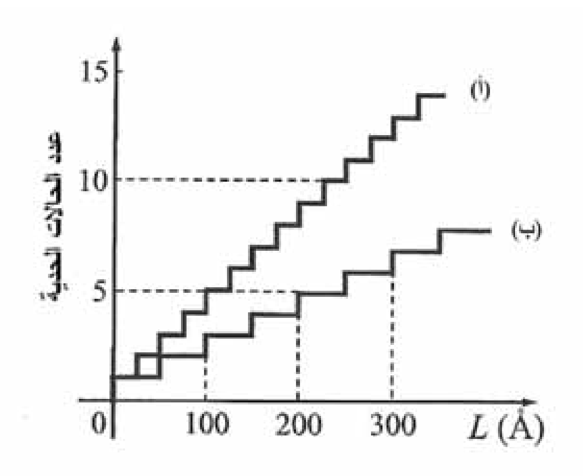
ولتحليل هذه النتائج، نلاحظ أن المسألة توصّف بمعاملين مستقلين ارتفاع البئر V_b وعرضه L. يمكننا تثبيت أحد هذين المعاملين ونغيّر الآخر. دعنا نغيّر ارتفاع البئر V_b أي العامل K_0. في هذه الحالة لايتغير الطرف الأيسر من المعادلة (41.3) والمنحنيات L الموافقة في الشكل 4.3. ولكن ميل الخط $\frac{k_w}{k_0}$ يتبع قيم K_0.

يمكننا أن نرى أنه من أجل K_0 صغير (أي V_b صغير)، عندما يكون الميل كبيراً، كما يبدي الخط المتقطع والمنقط في الشكل 4.3. هنالك حل واحد K_w موافق لقيم K_0 الصغيرة. إن هذا الحل الأول موجود من أجل أي K_0 ويعطي مستوى الطاقة الأول $\varepsilon_1 = \frac{\hbar^2 k_{w,1}^2}{2m}$. وعندما تكبر K_0 تظهر مستويات طاقة جديدة عند $k_w = k_0 = \frac{\pi}{L}$، كما يظهر الخط المنقط في الشكل 4.3، مع طاقة أقل من V_b بقليل $\varepsilon_2 \cong v_b$. ومن أجل قيم أكبر لــK_0 يصبح المستويان الأول والثاني أعمق ويظهر مستوى ثالث في البئر، وهكذا دواليك. في الحقيقة تظهر مستويات جديدة عندما يصبح المعامل $\sqrt{(2mv_b L^2)/(\pi^2\hbar^2)}$ صحيحاً.



الشكل 4.3: الحل البياني للمعادلتين (41.3) و(42.3). توافق الحلول تقاطع المنحنيات. يمثل الخط المتقطع والمنقط لقيم K_0 صغيرة معطياً حلاً واحداً فقط للمعادلة (41.3). يوافق الخط المنقط قيمة K_0 الحرجة التي يظهر من أجلها مستوي ثان في البئر نتيجة لحل المعادلة (42.3). يوافق الخط المستمر القيم المتوسطة لــ k_0 التي تؤدي إلى أربعة حلول

يبين الشكل 5.3 عدد الحالات الحدية (bound states) لسماكة البئر من أجل قيمتين محددتين لــ V_b ومن أجل كتلتي جسيمين. المعاملات المختارة تميز الآبار الكمومية الاصطناعية المبنية من AlGaAs/GaAs (انظر الفصل التالي). يمكننا أن نرى أنه من أجل الآبار الكمومية الرقيقة (L<100Å) تظهر بضع مستويات طاقة فقط.



الشكل 5.3: عدد الحالات الحدية لبئر مربع بدلالة سماكة البئر: (أ) V_b=224meV؛ m= 0.067m_o ؛ (ب) V_b=150meV؛ m=0.4 m_o

يتعلق المثال الأول المدروس بالبئر اللامتناهي العمق، من أجل $k_0 \to \infty$. في هذه الحالة يسعى ميل التابع الخطي في الشكل 4.3 إلى الصفر. توافق الحلول $k_w = \frac{\pi m}{L}$ وتعطى مستويات الطاقة بالمعادلة (28.3)، كما سبق وناقشنا.

وعليه كما للمثال الأول، وجدنا أيضاً مستويات طاقة متقطعة من أجل بئر كمومي بجدران منتهية الارتفاع. ويكون المستوى الأدنى للطاقة (حالة الاستقرار) لايساوي الصفر. ويكون عدد المستويات المتقطعة محدوداً على كل حال. هنالك ظاهرة هامة هي ولوج الجسيم تحت حاجز. إن المعادلة (36.3) تصف تابع الموجة تحت حاجز. ولشرح هذا الأثر لنأخذ الطاقة (9.2) لجسيم تقليدي: $\varepsilon = \frac{p^2}{2m} + V(z)$. بما أن P^2 موجب دوماً، تكون حركة الجسيم ممكنة في منطقة الفراغ حيث $\varepsilon - V(z) \geq 2$، من أجل $\varepsilon < V_b$ تنطبق هذه المنطقة المسموحة تقليدياً مع المنطقة داخل البئر الكمومي. إن حركة جسيم تقليدي كهذا تكون مقصورة دوماً على مجال منته من الإحداثيات، ولا نجد مطلقاً جسيماً تقليدياً خارج المنطقة حيث تكون طاقتها الإجمالية أقلّ من الطاقة الكامنة، أي إن الجسيم التقليدي يتعامل مع أي حاجز كحاجز غير نفوذ. يظهر تحليل الميكانيك الكمومي أن توابع الموجة محدودة من أجل أي إحداثية، ويمكننا أن نجد جسيماً ما حتى في المناطق الممنوعة تقليدياً، وهو ما نعنيه بقولنا "تحت الحاجز".

إن أثر ولوج جسيم تحت الحاجز يدعى أيضاً الأثر النفقي. وهو ظاهرة ميكانيكية كمومية بشكل رئيسي. يتناقص احتمال تواجد الجسيم سريعاً مع ابتعادنا عن المجال المسموح تقليدياً.

الكمون المحدِّد (الحابس) المتناسب مع الإحداثية تربيعياً:

سنحلل الآن باختصار الحالة الهامة جداً لجسيم محدود في كمون متناسب تربيعياً مع الإحداثية:

$$V(z) = \frac{1}{2}\frac{d^2V}{dz^2} z^2 \equiv \frac{1}{2} m \omega^2 z^2, \qquad (43.3)$$

حيث عمدنا إلى تقديم ترميز جديد للمشتق الثاني للكمون V. في الحقيقة، تكون القوة الموافقة للكمون تابعاً خطياً في الفيزياء التقليدية $f(z)=-m\omega^2 z$ وتكون حلول معادلة نيوتن (8.2) توابع تهتز بتردد ω (انظر المسألة 3 من الفصل الثاني). هذا النوع من حركة الجسيم هو حركة مهتز توافقي. أضف إلى ذلك أن أول حد غير معدوم في نشر تايلور لأي كمون في جوار نهايته الصغرى هو تربيعي بالنسبة إلى الانزياح عن قيمته الصغرى، كما في العلاقة (43.3). ولهذا السبب يكون لمثال المهتز التوافقي العديد من التطبيقات.

يمكن كتابة معادلة شرودنغر المستقلة عن الزمن (18.3) من أجل المهتز التوافقي وفق الصيغة التالية:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left(\varepsilon-\frac{m\omega^2 z^2}{2}\right)\psi=0.$$

وإذا استعملنا الطول المميز $z_0=\sqrt{\frac{\hbar}{mw}}$ والإحداثية النسبية $\xi=\frac{z}{z_0}$ يمكننا كتابة معادلة الموجة وفق الصيغة البسيطة:

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2}+\left(\frac{2\varepsilon}{\hbar\omega}-\xi^2\right)\psi=0. \qquad (44.3)$$

لنعتبر أولاً Ψ من أجل إحداثيات كبيرة جداً $\xi^2>>2\;\varepsilon/(\hbar\omega)$ يكون حينئذ الحد الثاني بين القوسين مهيمناً.

تصبح المعادلة (44.3):

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2}-\xi^2\psi=0. \qquad (45.3)$$

يتناسب الحل اللامتناظر لهذه المعادلة مع $e^{\mp\xi^2/2}$. بما أن الحلول يجب أن تكون منتهية من أجل $|\xi|\to\infty$ ، يمكننا البحث عن التابع الموجة الذي سيكون حلاً للمعادلة (44.3) من أجل جميع قيم من الشكل:

$$\psi(\xi)=e^{-\xi^2/2}\times P(\xi).$$

يمكن برهان أن التابع المجهول $p(\xi)$ يجب أن يكون حدودية من صيغة خاصة تدعى حدودية هرميت لتحقيق شرط التنظيم (31.3) لتوابع الموجة. وهذا ممكن فقط عند قيم محددة للطاقة:

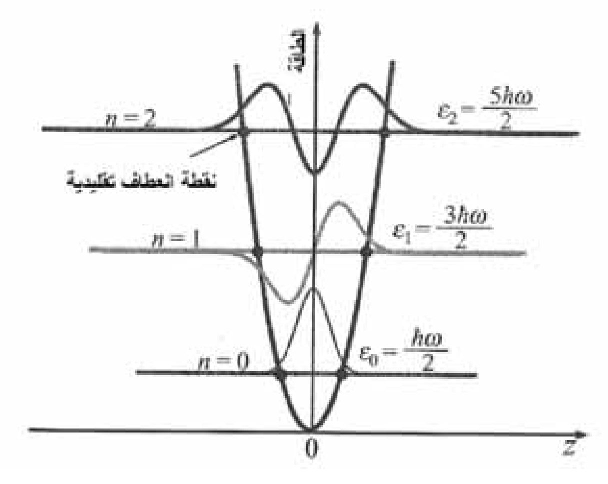
$$\in_n = \hbar\omega\left(n+\frac{1}{2}\right), \quad n = 0,\ 1,\ 2,... \tag{46.3}$$

يمكن حساب $p(\xi)$ من أجل كل قيمة لـــ n باستعمال المشتقات:

$$P_n(\xi) = (-1)^n e^{\xi^2} \frac{d^n}{d\xi^n} e^{-\xi^2}.$$

بالعودة إلى الإحداثية z، نمثل الحالات الثلاثة الدنيا:

$$\begin{aligned}
&n=0, \quad \varepsilon_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega, \quad \psi_0(z) = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} e^{-z^2/(2z_0^2)};\\
&n=1, \quad \varepsilon_1 = \frac{3}{2}\hbar\omega, \quad \psi_1(z) = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \frac{z}{z_0} e^{-z^2/(2z_0^2)};\\
&n=2, \quad \varepsilon_2 = \frac{5}{2}\hbar\omega, \quad \psi_2(z) = \left(\frac{m\omega}{4\pi\hbar}\right)^{1/4} \left(-1+2\frac{z^2}{z_0^2}\right) e^{-z^2/(2z_0^2)};
\end{aligned} \tag{47.3}$$



الشكل 6.3: الطاقات الذاتية والتوابع الذاتية لجسيم في بئر كمومي على شكل قطع ناقص (مهتز توافقي)

يظهر الشكل 6.3 الكمون التربيعي ومواقع الطاقة، وتوابع الموجة. من المهم ملاحظة أن المسافة بين المستويات ثابتة وتساوي $\hbar\omega$، مقارنةً بالأمثلة السابقة. يمكن تصنيف هذه الحالة كحالة مستويات طاقة متساوية البعد. وكما في المثال السابق، يلج الجسيم، أي يعبر نفقياً حاجزاً ذا قيمة منتهية. وللمقارنة، نشير إلى أن منطقة حركة الجسيم المسموحة تقليدياً محدودة بتقاطعين للمنحني V(z) والمستقيم E= ثابت، كما يبدي الشكل 6.3.

وفي ختام هذه الأمثلة لجسيمات موضوعة في كمونات محددة، نؤكد المعنى الأساسي لثابت بلانك $\hbar$: إن كل الطاقات المكممة والمسافات بين المستويات متناسبة مع $\hbar$.

إذا فرضنا صورياً أن $\hbar \to 0$، تختفي آثار تكميم الطاقة، والعبور النفقي، الخ... وهذا يعني أن هذا الحد يوافق الميكانيك التقليدي.

الأمواج الكهرومغنطيسية المكممة كمهتزات توافقية

إن لنموذج المهتز التوافقي عدداً من التطبيقات. أهم هذه التطبيقات تكميم الأمواج الكهرومغنطيسية. وهذا يشكل مثالاً إضافياً لمبدأ الثنائية جسيم – موجة الأساسي.

ذكرنا في الفقرة 3.2 باختصار تكميم الأمواج الكهرومغنطيسية، يعتمد العبور من الموجة التقليدية المميزة بشعاع موجة q واستقطاب ξ إلى شبيهها المكمم، على تقديم كم الطاقة المعطى بالعلاقة (39.2) وعدد الفوتونات $N_{q,\xi}$. يجب أن تزداد طاقة الموجة خطياً مع $N_{q,\xi}$. بعبارة أخرى، تكون حالات الطاقة للحقل متساوية البعد، كما هي الحال للمهتز التوافقي المدروس آنفاً. هذا الارتباط بين الحقل المكمم والمهتزات التوافقية، يمكن تفسيره كما يلي: بحسب الفيزياء الكمومية، يتألف الحقل الكهرطيسي من عدد لامنته من الأنماط (الأمواج) وكلٍّ منها يتميز بشعاع موجة q واستقطاب محدد ξ. يمكن اعتبار كل نمط {q,ξ} كعبارة مهتز توافقي تردده $w = cq/\sqrt{\varepsilon}$. يرمز c وε هنا إلى سرعة الضوء وثابت العزل على التوالي. ويكون الفاصل بين المستويات للمهتز الميكانيكي الكمومي $\hbar w = \frac{\hbar c}{\sqrt{\varepsilon}} q$ (انظر المعادلة (41.2)). يمكن أن يكون هذا المهتز في حالة السكون أو حالة الاستقرار (ground-state)، أو اهتزازات النقطة صفر (Zero-point)

للحقل الكهرطيسي. إن وجود هذه الطاقة الصفرية ظاهرة ميكانيكية كمومية صرفة، كما تظهرها الطاقة الدنيا المحدودة للجسيمات في كمون حاجز. يمكن تحفيز المهتز إلى مستوى طاقة أعلى.

ليكن $N_{q,\zeta}$ العدد الكمومي لهذا المستوى، عندها تكون طاقة الحقل الكهرطيسي المرتبط بالمهتز في النمط $\{q,\zeta\}$:

$$W_{q,\xi}V = \left(N_{q,\xi} + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega \qquad (48.3)$$

حيث $W_{q,\xi}$ هي كثافة الطاقة للنمط وV هو حجم النظام. تمثل المعادلة (48.3) المثيل الكمومي كثافة الطاقة المعطاة بالمعادلة التقليدية (35.2). إن عدد المستوي المحفز $N_{q,\xi}$ يمكن تفسيره كعدد الكمات، أو عدد الفوتونات في النمط المدروس. من أجل أعداد فوتونات كبيرة. نحصل مباشرة على العلامات التقليدية المعطاة في الجدول 1.2.

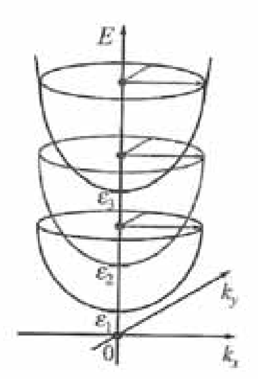
يسمح استخدام هذا التفسير لتكميم حقل الموجة بشرح كل الآثار المعروفة للتأثير المتبادل للحقول الكهرومغنطيسية مع المادة. فعلى سبيل المثال، يفسر وجود الاهتزازات في النقطة صفر الإصدار التلقائي من الذرات، وهو أثر لا يوجد في الفيزياء التقليدية.

الحزم الجزئية الصغيرة الأبعاد والنظم "الصغيرة الأبعاد"

نعود الآن إلى تحليل آثار التكميم المتعلقة بالجسيمات. بتعميم أمثلة الكمونات المحدودة التي سبق دراستها، يمكننا أن نستخلص أن طيف الطاقة لكمون يحبس جسيماً في بعد واحد يكتب:

$$E = E_{n,k_{||}} = \varepsilon_n + \frac{\hbar^2}{2m}\left(k_x^2 + k_y^2\right). \qquad (49.3)$$

يعتمد طيف الطاقة على ثلاثة معاملات: معاملان مستمران k_n وk_y والعدد الكمومي المتقطع m. يمكن تفسير هذا الطيف كمجموعة من حزم الطاقة الجزئية: مجموعة من القطوع مع نهايات صغرى عند الطاقات المكممة ε_n، كما يظهر الشكل 7.3.



الشكل 7.3: مثال على حزم ثانوية ثنائية البعد. الحُزم الثانوية ممثلة بقطوع مكافئة في فضاء {*E*, *k_x*, *k_y*} تمثل $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ النهايات الصغرى للحزم الثانوية

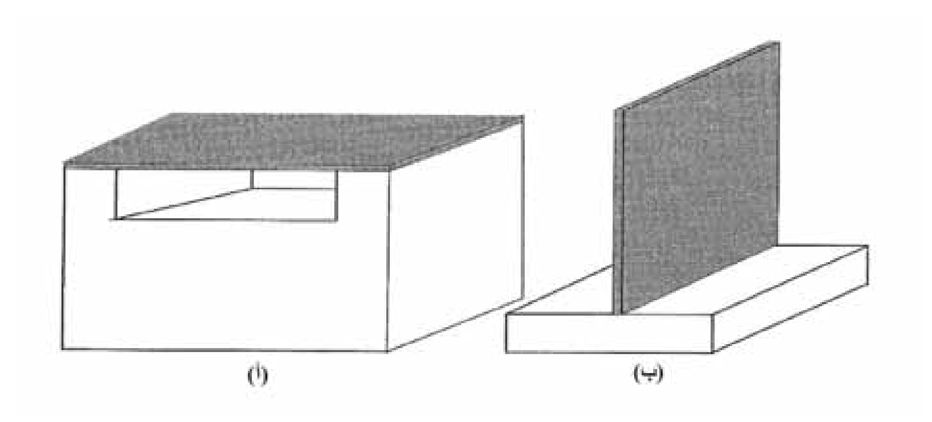
بحسب المعادلة (49.3) يمكن للجسيم المميز بعدد كمون معطى n أن يتحرك بحرية في المستوي {x, y} كجسيم حر في أن يتحرك في بعدين. تصبح صفة الجسيمات الثنائية الأبعاد ظاهرة عندما تكون المجالات بين الحزم الجزئية كبيرة. وهذا ممكن بدوره عندما يكون للبئر الكموني عرض من رتبة النانومتر.

يمكن صناعة "بئر كمومي" كهذا مع جسيمات صغيرة الأبعاد (إلكترونات) باستخدام طبقات نصف ناقلة رقيقة (عشرات النانومتر). مثال ذلك الأفلام المعلقة الرقيقة أو البنى الحرة (بحسب طريقة التصنيع)، كما يظهر في الشكل 8.3. مثال آخر ينتج من وضع طبقة رقيقة بين مادتين أخريين. لشرح هذا المثال سنعرف في المقطع 5.4 الطاقة اللازمة لنزع الإلكترون من نصف الناقل إلى الفراغ خارج نصف الناقل – وهو مايدعى "التقارب الإلكتروني". إذا ملك فيلم رقيق تقارباً إلكترونياً كبيراً، وكانت المواد المحيطة تقارباً أصغر. يفسر الفرق بين التقاربين الإلكترونيين تشكل حقل كموني للإلكترونات. يظهر الشكل 9.3 نظاماً ذا بنية متباينة تشكل آباراً كمومية مهمة للإلكترونيات النانوية.

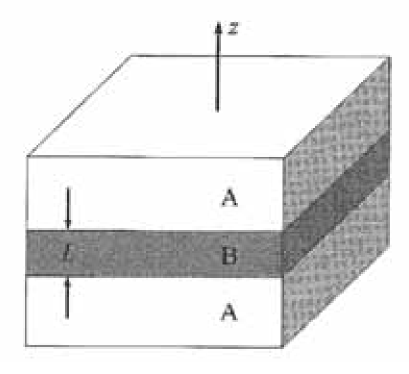
وبشكل مشابه، يؤدي حجز جسيم في اتجاهين إلى تكميم إضافي للطاقة، ويترك درجة حرية واحدة لانتشار الجسيم – الموجة. وتكون للطاقة في هذه الحالة الصيغة التالية:

$$E = E_{n_1,n_2,k_x} = \varepsilon_{n_1,n_2} + \frac{\hbar^2}{2m}k_x^2, \qquad (50.3)$$

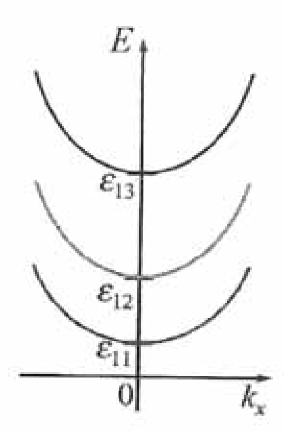
حيث تعتمد الطاقة المكممة ε_{n_1,n_2} على عددين صحيحين n_1 وn_2. وتكون الحركة على طول جهة الانتشار (نفترض أنه χ) مميزة بشعاع موجة أحادي البعد k_x. وعليه يتألف الطيف من مجموعة من الحزم الجزئية الأحادية البعد، كما يظهر الشكل 10.3 (قارن بين الشرائح التخيلية للقطوع المكافئة في الشكل 7.3 عند قيم ثابتة من ky مع القطوع المكافئة للشكل 10.3). إن جسيماً مكمماً كهذا حرٌّ في بعد واحد وتدعى البنية الصناعية الموافقة بالسلك الكمومي. يوجد في الوقت الحالي طرق تقانية عديدة لتصنيع الأسلاك النانوية. ولإيضاح ذلك، يبدي الشكل 11.3 مصفوفة لأسلاك كمومية تقف حرة مصنوعة من In P.



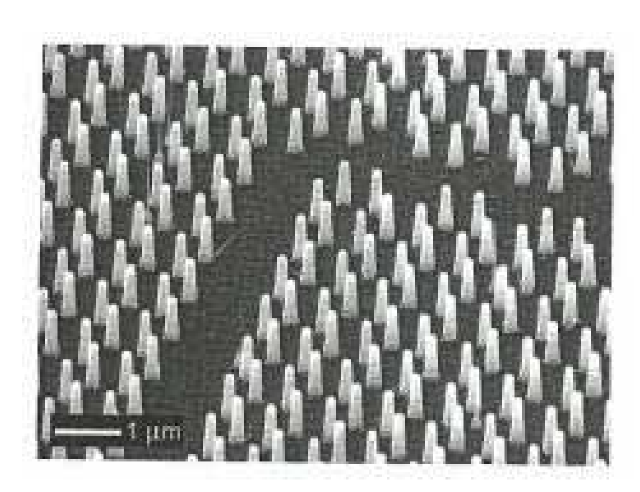
الشكل 8.3: أمثلة على أفلام رقيقة معلقة (أ) أو تقف حرة (ب)



الشكل 9.3: بنية ثلاثية الطبقات حيث تولد الطبقتان A حاجزين كمونيين لإلكترونات الطبقة B



الشكل 10.3: مثال على الحزم الجزئية الأحادية البعد. تمثل الحزم الجزئية بقطوع في فضاء $\{E,k_x\}$ تشير إلى أسفل الحزم الجزئية



الشكل 11.3: صورة بمجهر المسح الإلكتروني لأسلاك كمومية InP تقف حرة

مأخوذة بموافقة: Thomas Martensson [et al.], "Nanowire Arrays Defined by Nanoimprint Lithograph," *Nano Letters*, vol. 4, no. 4 (2004), pp. 699-720, © American Chemical Society.

سنبين في المقاطع التالية أن تحويل الأطياف من الحزم الجزئية الثلاثية الأبعاد إلى أبعاد أخفض يغيّر بشكل كبير سلوك الجسيمات.

النقاط أو الصناديق الكمومية أو النظم "الصفرية البعد"

قمنا حتى الآن بدراسة أمثلة حيث كان الجسيم حبيس اتجاه أو اتجاهين. يؤدي هذا إلى تكميم الطيف الإلكتروني، الأمر الذي يؤدي إلى حزم طاقة جزئية أحادية البعد أو ثنائية البعد. ولكن لايزال هناك على الأقل اتجاه واحد للانتشار الحر للجسيم على طول الحواف للكمونات الحاجزة.

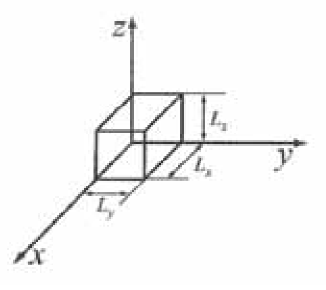
تسمح لنا تطورات تقانة أنصاف النواقل بأن نذهب بعيداً ونصنع بنى متباينة، تكون فيها جميع درجات الحرية لانتشار الإلكترونات مكممة. إن هذه النقاط الكمومية أو الصناديق الكمومية أو النظم الصفرية البعد تشبه ذرات صناعية، وتمتلك سلوكاً مثيراً للاهتمام جداً.

ولدراسة طيف الطاقة لنظام صفري البعد لابد لنا من دراسة معادلة شرودنغر (5.3) مع كمون حاجز تابع للإحداثيات الثلاث الذي يحجز الإلكترون في كل الاتجاهات الثلاثة. وتكون أبسط حالة هي الصندوق الكمومي على شكل متوازي مستطيلات، مع جدران غير نفوذة. ويكون الكمون الموافق $V_{(x,y,z)}$ هو:

$$V(x,y,z)=\begin{cases}0, & \text{داخل الصندوق}\\ +\infty, & \text{خارج الصندوق}\end{cases} \qquad (51.3)$$

حيث يكون الصندوق محدوداً بالشروط:

$0 \le z \le L_z; \quad 0 \le y \le L_y; 0 \le x \le L_x$ (انظر الشكل 12.3)



الشكل 12.3: تمثيل لصندوق كمومي $L_x \times L_y \times L_z$ مضمن في مصفوفة

باستخدام نتائج التحليل الأحادي البعد التي وجدناها سابقاً، يمكننا أن نكتب حلول معادلة شرودنغر من أجل الصندوق:

$$E_{n_1,n_2,n_3} = \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_0}\left(\frac{n_1^2}{L_x^2}+\frac{n_2^2}{L_y^2}+\frac{n_3^2}{L_z^2}\right), \quad n_1,n_2,n_3 = 1,2,3,...,$$
$$\varphi_{n_1,n_2,n_3}(x,y,z) = \sqrt{\frac{8}{L_xL_yL_z}}\sin\left(\frac{\pi x n_1}{L_x}\right)\sin\left(\frac{\pi x n_2}{L_y}\right)\sin\left(\frac{\pi x n_3}{L_z}\right). \quad (52.3)$$

إن طاقة الإلكترون الإجمالية $E_{n1,n2,n3}$ هامة جداً، مقارنةً بالحالات السابقة، حيث أعطانا حل الحالات الحدية في البئر الكمومي والسلك الكمومي طيف الطاقة الموافقة مع احتجاز عرضي. هنالك صفة فريدة تتمثل في وجود ثلاثة أعداد كمومية n1 و n2 و n3 تنتج من وجود ثلاثة اتجاهات للتكميم. وهكذا فإننا نحصل على مستويات طاقة متقطعة ذات ثلاث طبقات وعلى توابع موجة موجودة في كل درجات الحرية الثلاث للصندوق الكمومي.

من المهم أن نؤكد هنا أنه من أجل متحول مستمر، أي مركبة كمية الحركة (أو شعاع الموجة) الذي يوافق تلك الدرجة الخاصة من الحرية. ولدينا ثلاثة أعداد كمومية n1 وn2 وn3 تنوب عن المركبات الثلاثة لشعاع الموجة k: k_x وk_y وk_z.

إن الطيف المتقطع في صندوق كمومي وغياب الانتشار الحر للجسيم في أي بعد تمثل أهم الصفات التي تميز الصناديق الكمومية من الآبار الكمومية و الأسلاك الكمومية. وهذه التوابع، كما هو معروف، قياسية في النظم الذرية أيضاً.

يمكن رؤية التشابه مع الذرات من مثال آخر لكمون –النقطة الكروية. يمكن كتابة الكمون في هذه الحالة:

$$V(r) = \begin{cases} 0, & for\ \ r \le R, \\ +\infty, & for\ \ r \ge R. \end{cases} \quad (53.3)$$

من المفيد أن نقارن هذه النتيجة بالمعادلة (20.3). نفرض أن مركز النقطة ينطبق على مركز الإحداثيات r هي طويلة الشعاع r وR نصف قطر النقطة الكروية.

كما وجدنا سابقاً، يمكن إعطاء عدد كمومي لكل درجة حرية للجسيم. من أجل المسائل ذات التناظر الكروي كتلك التي تعطيها المعادلة: (53.3). من المناسب تقديم درجات الحرية الثلاث التالية:

الحركة القطرية (على طول شعاع الإحداثيات) ودورانان يمكن وصفهما بزاويتين قطبيتين θ و Φ.

وكما في حالة النقطة الكمومية على هيئة متوازي مستطيلات، تقدم درجات الحرية الثلاث أعداداً كمومية ثلاثة. الأول يوافق الحركة مع الحركة على طول نصف القطر r، تستبدل بمركبة شعاع موجة K_r، والعددان الكموميان الآخران نركز لهما l و m يستبدلان بمركبتي شعاع الموجة k_θ و k_ϕ.

يمكن أن نعطي تابع موجة الإلكترون في نقطة كمومية كروية على الصيغة:

$$\varphi_{n,I,m}(r,\theta,\phi) = R_n(r) Y_{lm}(\theta,\phi), \qquad (54.3)$$

حيث يمثل $R_m(r)$ التابع القطري و $Y_{lm}(\theta,\phi)$ ما يدعى بالتوابع الكروية التي تتعلق بالزوايا، سوف نعتبر أبسط حالة لتابع الموجة بتناظر كروي، الذي يوافق $y_{00}=1$. من أجل التناظر الكروي يكون كلا العددين الكمومين المرتبطين بالدوران مساويين للصفر: l=m=0. وهذا يوافق $k_\theta= k_\phi=0$ أي إن شعاع الموجة يوازي نصف القطر r. بإعادة كتابة التابع القطري بالشكل $R_m = \frac{X_m(r)}{r}$، نجد معادلة شرودنغر من أجل $X_n(r)$ شبيهة بتلك التي نجدها في الإحداثيات الديكارتية:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial r^2} - E\right) X_m(r) = 0$$

وهكذا تختزل المسألة نتيجة التناظر الكروي إلى معادلة أحادية البعد، وفي حالة وجود حاجز لانهائي الارتفاع محيط بالنقطة الكمومية، يختفي تابع الموجة من أجل r<R وبالتالي $R_n(r)=0$ من أجل r>R.

يمكننا الحصول على حلول لهذه المعادلة على الشكل:

$$R(r) = \frac{A\sin(k_w r)}{r} \qquad (55.3)$$

حيث عندما r<R و $R_n(r)=0$ عندما r>R وحيث A ثابت اختياري.

يقود الشرط $R_n(r)=0$ من أجل r>R إلى نتيجة أن $\sin(k_w R)=0$. هذه المعادلة هي نفس المعادلة (26.3) باستبدال KL بـــK_wR. وعليه يكون K_w مكمماً على النحو $k_w = \frac{2\pi}{R}$ (قارن هذا بالمعادلة (27.3) ونظيره بالمعادلة (28.3)). نحصل على الصيغة:

$$E_{n,0,0} = \frac{\hbar^2\pi^2 n^2}{2mR^2} \qquad n = 1,2,... \tag{56.3}$$

حيث يرمز الدليلان الصفريان إلى قيمة l وm. هذه السلسلة من المستويات هي نفسها في حالة البئر الكمومي الأحادي البعد مع الحواجز لا متناهية الارتفاع.

الإصدار والانعكاس الكمومي والآثار النفقية

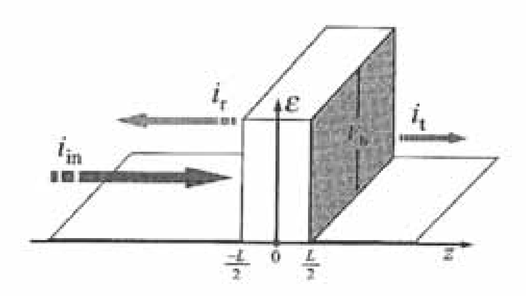
سنعتبر الآن الآثار الكمومية لأطياف الطاقة المستمرة للجسيمات. لنعتبر أبسط كمون بصيغة حاجز مستطيل كما يبدي الشكل 13.3

$$V(z) = \begin{cases} V_b, & for\ |z| \le L/2, \\ 0, & for\ |z| > L/2, \end{cases} \tag{57.3}$$

حيث V_b ارتفاع الحاجز أكبر من الصفر وL هو عرض الحاجز. ولا يكون الجسيم محجوزاً في مثل هذا الكمون. يجب صياغة المسألة على شكل مسألة مبعثرة: يتحرك الجسيم الوارد، على سبيل المثال، من اليسار (من $z \to -\infty$)، وبعدئذ يمكن أن ينعكس الجسيم من الحاجز أو أن يرسل عبر الحاجز إلى المنطقة. يكمن الهدف الرئيسي لهذا التحليل في إيجاد احتمالات الانعكاس و الإرسال. من المناسب أن نعرف هذه الكميات كنسب تدفق الجسيمات المنعكسة i_r والمرسلة i_t إلى تدفق الورود i_{in}:

$$R(\varepsilon) = \frac{i_r}{i_{in}} \qquad و \qquad T(\varepsilon) = \frac{i_t}{i_{in}}. \tag{58.3}$$

يجب حساب كميات التدفق بحسب تعريف المعادلة (10.3).



الشكل 13.3: انتقال الإلكترونات عبر منطقة الحاجز

يوجد مجالا طاقة متمايزان، بحيث يكون لسلوك الجسيم مواصفات مختلفة تبعاً لوجود طاقة الجسيم في مجال الطاقة: $0<\varepsilon<V_b$ و $\varepsilon>V_b$. ويكون ثابت الانعكاس من أجل أول مجال طاقة $R=1$ في الفيزياء التقليدية، في حين يكون ثابت الانتشار $T=0$. أما من أجل مجال الطاقة الثاني فيكون $R=0$ و $T=1$.

في الميكانيك الموجة، علينا أن نحل المعادلة (18.3) مع الكمون (57.3). والحلول هي:

$$\psi(z)=\begin{cases} e^{ikz}+re^{-ikz}, & z\leq -L/2, \\ ae^{-kz}+be^{kz}, & -L/2\leq z\leq L/2, \\ te^{ikz}, & z\leq -L/2, \end{cases} \tag{59.3}$$

نقدم الموجة الواردة إلى يسار الحاجز بطول الواحدة e^{ikz} وتكون الموجة المنعكسة re^{-ikz}.

هنالك إلى اليمين من الحاجز الموجة المنتشرة فقط te^{ikz}. وعليه تكون المعاملات الأسية (exponential factors):

$$k=\frac{\sqrt{2m_o\varepsilon}}{\hbar} \quad \text{و} \quad \kappa=\frac{\sqrt{2m_o(V_b-\varepsilon)}}{\hbar}$$

يكون κ عدداً حقيقياً من أجل $\varepsilon<V_b$، في حين إنه خيالي من أجل $\varepsilon>V_b$ المعاملات t,r,b,a توابع اختيارية لـــ ε ونحددها بمطابقة الحلول ومشتقاتها عند جدران

الحاجز $z=\mp\frac{L}{2}$. يمكن حساب التدفقات عند $z\rightarrow\mp\infty$ بدلالة r و t:
. $i_{in}=1,\quad i_r=|r|^2,\quad and\quad i_t=|t|^2$

وبحذف طريقة حساب r و t نكتب العلاقة البديهية:

R + T = 1

وتكون النتيجتان المختلفتان من أجل مجالي الطاقة كما يلي:

$$T=\frac{1}{1+\left(\frac{k^2+\kappa^2}{2k\kappa}\right)^2\sin^2(2\kappa L)},\quad \varepsilon<V_b, \tag{60.3}$$

$$T=\frac{1}{1+\left(\frac{k^2+K^2}{2Kk}\right)^2\sin^2(2KL)},\quad \varepsilon>V_b, \tag{61.3}$$

ولقد استخدمنا في الصيغتين السابقتين $K^2=-\kappa^2$.

لنعتبر أولاً حالة طاقة أقل من ارتفاع الحاجز أي المعادلة (60.3) يمكن الحصول على النتائج التقليدية بطريقة صورية بجعل ثابت بلانك صفراً. في الحقيقة عندما $\hbar\rightarrow 0$، نحصل على $\kappa\rightarrow\infty$، $\sinh(2\kappa L)\rightarrow\infty$ و $T\rightarrow 0$. أي إنه لايحدث أي انتشار عبر الحاجز كما هو متوقع. في الواقع يمكن تحقيق هذه النتيجة من أجل الحواجز العالية والعريضة $(V_bL\rightarrow\infty)$. وعلى كل حال، من أجل قيم منتهية لهذه المعاملات، نحصل على كل احتمال منته لانتشار الجسيم عبر الحاجز وهو، كما درسنا سابقاً، الأثر النفقي. من أجل κ L>>1 و $\sinh(2\kappa L)=\frac{1}{2}e^{2\kappa L}$ يكون الحد الثاني في المخرج (المقام) للمعادلة (60.3) راجحاً، ويمكننا تقريب الصيغة على النحو التالي:

$$T\approx\frac{16k^2\kappa^2}{\left(k^2+\kappa^2\right)^2}e^{-4\kappa L}. \tag{62.3}$$

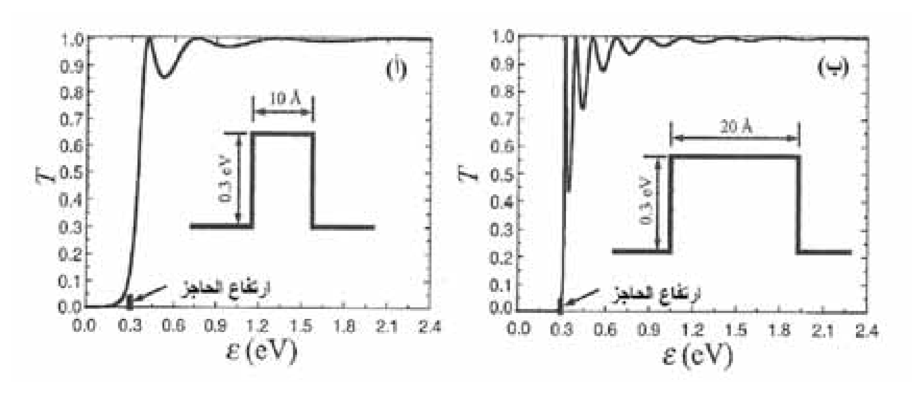
وهكذا فإن الأثر يتحدد أولاً بعامل أسيّ. وبحسب المعادلة (59.3) من أجل تابع الموجة يكون احتمال إيجاد جسم تحت الحاجز صغيراً بشكل أسيّ.

ومن أجل الحالة الثانية التي توافق طاقة أكبر من ارتفاع الحاجز، تعطي الفيزياء التقليدية $T=1$ في حين إن المعادلة (61.3) للميكانيك الكمومي تعطي أن T تصل إلى 1 فقط عندما $\sin(2KL)=0$ أي من أجل طاقات "تجاوب" توافق $2KL=\pi n$ حيث n عدد صحيح. وخلاف ذلك فإن $T<1$ مع نهايات صغرى عندما $2KL = (n+1/2)\pi$. ويعني كل هذا أن هنالك انعكاساً للجسيم وحتى في حالة الطاقة الكبيرة. يوضح الشكلان 14.3 (أ) و14.3 (ب) معامل انتقال الحاجز المبين.

وكلٌّ من مجالي الطاقة $0<\varepsilon<v_b$ و $\varepsilon>v_b$ ممثلان. يكون معامل الانتشار من أجل $\varepsilon<v_b$ منتهياً بفصل الأثر النفقي ولكنه صغير؛ في حين إنه يكون قريباً من 1 من أجل $\varepsilon>v_b$.

يمكن تفسير الاهتزازات في T مع الطاقة عن طريق أثر كمومي آخر هو "انعكاس فوق الحاجز" للجسيمات.

في ختام هذا التحليل، نؤكد الأهمية الكبيرة للآثار الكمومية في أطياف الطاقة المستمرة، وأن هذه الآثار تحدد الخواص الكهربائية والبصرية للبنى النانوية.



الشكل 14.3: اعتماد معامل الانتقال T على طاقة الإلكترون الوارد ε من أجل عدة سماكات للحاجز L: $L=10Å$ في الحالة (أ) و $L=20Å$ في (ب). ارتفاع الحاجز $V_b=0.3e$

4.3 الذرات والمدارات الذرية

من المفيد أن نقارن النموذج البسيط للكمون الكروي (المعادلة (53.3)) بأبسط ذرة هيدروجين.

تتألف هذه الذرة من بروتون موجب (النواة) وإلكترون مشحون سلباً يتفاعلان تبعاً لقانون كولون:

$$V(r) = -\frac{1}{4\pi \in_0 r}, \frac{e^2}{} \qquad (63.3)$$

حيث يمثل ε_0 سماحية الفراغ وe الشحنة الكهربائية الابتدائية، وr المسافة بين البروتون والإلكترون.

تعني الإشارة السالبة في المعادلة (63.3) إلى أن الإلكترون والبروتون يتجاذبان.

للكمون المذكور في المعادلة (63.3) والمبيّن في الشكل 15.3 بعض التشابهات مع النقطة الكمومية مع جدران غير نفوذة. يمكننا هذا التشابه من فرض أن طاقة الإلكترون في ذرة الهيدروجين يمكن أن تكون مكممة. هنالك اختلافان أساسيان بين هذين الكمومين:

(i) مخططات الكمون (قارن بين المعادلتين (53.3) و (63.3))

(ii) النقاط المرجعية للطاقة صفر

كانت الطاقة صفر موجودة تحديداً في النقط الكمومية، وعلى الإلكترون أن يمتلك طاقة لانهائية ليهرب إلى داخل البئر الكمومي، في حين إن طاقة الإلكترون الحر في ذرة الهيدروجين تعتبر صفراً في حالة $r=\infty$ وتكون الطاقة عندما $r=0$ مساوية $-\infty$ ولتحليل أكثر تفصيلاً لنموذج ذرة الهيدروجين سنستخدم في هذا المقطع كتلة الجزيء التي تقارب 2000 مرة كتلة الإلكترون الحر.

يمكن وصف الحالة الأرضية لذرة الهيدروجين بالتابع المتناظر قطرياً $\psi(r)$:

$$\psi(r)=\frac{1}{\sqrt{\pi r_0}}e^{-r/r_0}, \qquad (64.3)$$

حيث يمثل r_0 نصف القطر المميز للحالة الأرضية. يمكن تقدير قيمته كما يلي: دعنا نكتب صيغة الطاقة الحركية للإلكترون الحبيس في كرة نصف قطرها r_0 باستخدام شروط الارتياب في المعادلة (47.2):

$$p\approx\frac{\hbar}{\pi_0}$$

عندئذ يمكن إعداد الصيغة التالية للطاقة الكامنة:

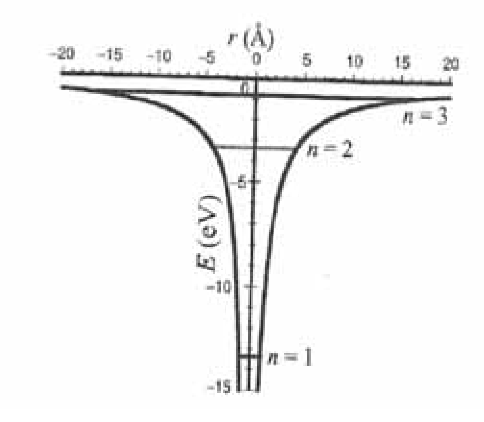
$$\frac{p^2}{2m_0}\approx\frac{\hbar^2}{2m_0r_0^2}. \qquad (65.3)$$

وهكذا تكون الطاقة الإجمالية للإلكترون H عند $r=r_0$:

$$H(r_0)=V(r_0)+\frac{p^2}{2m_0}=-\frac{1}{4\pi\in_0}\frac{e^2}{r_0}+\frac{\hbar^2}{2m_0r_0^2}. \qquad (66.3)$$

ولإيجاد قيمة r_0 التي توافق القيمة الصغرى للطاقة الإجمالية H نأخذ المشتق الأول Hr_0 بدلالة r_0 ونعدمه:

$$\frac{dH(r_0)}{dr_0}=\frac{1}{4\pi\in_0}\frac{e^2}{r_0^2}-\frac{2\hbar^2}{2m_0r_0^3}=0. \qquad (67.3)$$



الشكل 15.3: القيم الذاتية لطاقة الإلكترون في حقل كموني ممثل بذرة هيدروجين

يعطي حل المعادلة (67.3) صيغة r_0:

$$r_0 = \frac{4\pi \in_0 \hbar^2}{m_0 e^2}, \qquad (68.3)$$

وهو يدعى بنصف قطر بور (Bohr radius) . يمكننا الآن حساب طاقة حالة الاستقرار E_1:

$$E_1 = -\frac{1}{4\pi \in_0}\frac{e^2}{2r_0} = -\frac{m_0 e^4}{(4\pi \in_0)^2 2\hbar^2}. \qquad (69.3)$$

وتعطي التقديرات العددية القيم التالية للطاقة ونصف القطر للحالة الأرضية لذرة الهيدروجين: $E_1=-13.5ev$ و $r_0=0.529$Å (نذكر بأن الأنغستروم Å= 0.1 نانومتر أو 10^{-10}m) .

يمكن تمييز حالة ذرية عشوائية بالأعداد الكمومية الثلاثة التالية n و L و m :

العدد الأساسي n= 1, 2, ...

العدد المداري l= 0, 1, 2, ...n−1 أو l= s, p, d, ...

العدد المغناطيسي m= 0, ±1 , ± 2 ....±ℓ

وتكون سلسلة مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين على النحو التالي: ..., 3d, 3p, 3s, 2p, 2s, 1s

أما تابع الموجة للحالة الأرضية للعلاقة (69.3) فهو يوافق الحالة n=1 وl=m=0 لتابع الموجة هذا طاقة ذاتية E_1 من العلاقة (69.3) . تعطى العبارة العامة لمستوى الطاقة النوني (n^{th}) لذرة الهيدروجين وفق ما يلي:

$$E_n = \frac{E_1}{n^2}. \qquad (70.3)$$

إن طيف الطاقة لذرة الهيدروجين يعتمد فقط على قيمة متقطعة وحيدة للعدد n ولايعتمد على العددين المداري L والمغناطيسي m. وهذا يعني أن بعض حالات الذرة يمكن أن تمتلك نفس الطاقة. تدعى هذه الحالات بتفسخ الحالات.

وقد أكدت نتائج العديد من التجارب البصرية هذا التصنيف لطيف الطاقة لذرات الهيدروجين، وأعطت قيم الطاقة بدقة عالية. ولكن يبدو أن الطبيعة أكثر تعقيداً؛ فقد أوضحت تجارب غير بصرية أخرى صفة جديدة للنظم الكمومية ليس لها مثيل في الفيزياء التقليدية.

في الحقيقة، يمكن لجسيم ذي كمية حركة زاوية مقدارها 1 في الفيزياء التقليدية أن يكون له عزم ثنائي القطب مغناطيسي $M=\gamma 1$ حيث يدعى المعامل γ بـــ "النسبة المغناطيسية الدورانية" (gyromagnetic ratio) . يرتبط هذا المعامل بالمعاملات الأساسية للإلكترونات بالصيغة:

$$\gamma = -\frac{e}{2m_0c}, \tag{71.3}$$

حيث تمثل e و m_0 و c الشحنة الابتدائية وكتلة الإلكترون وسرعة الضوء على التوالي.

إذا طبق حقل مغناطيسي خارجي B تظهر طاقة كامنة إضافية للجسيم في الحقل المغناطيسي

$$U_M = -BM \tag{72.3}$$

لنأخذ حالة حقل مغناطيسي غير متجانس، لنقل مثلاً إنه يعتمد على الإحداثية z. تكون القوة المطبقة على الجسيم عندها:

$$f_z = -\frac{\partial U_M}{\partial z} = \gamma M_z \frac{\partial B}{\partial z}. \tag{73.3}$$

ونتيجة لهذا، ستنقسم حزمة الذرات بعزوم مغناطيسية إلى مركبات توافق قيماً مختلفة لــ M_z. وفي تجارب ستيرن – غيرلاك (Stern – Gerlach) جرى كشف مركبتين منعكستين متناظرتين ناتجتين من انقسام حزمة من ذرات الهيدروجين في الحالة الأرضية S (من أجل l=m=0 وبالتالي $M_z=0$) وهذا قدم برهاناً على وجود كمية حركة مغناطيسية ثنائية القطبية، الأمر الذي لم نأخذه بعين الاعتبار بعد. ولقد جرى افتراض أن للإلكترون عزماً ذاتياً زاوياً مسؤولاً عن نتائج التجربة يدعى العزم الزاوي الذاتي S "اللف". إن مسقط اللف S_z لإلكترون في حقل مغناطيسي B يأخذ القيمتين $\mp\frac{1}{2}$.

يفسر اللف أيضاً نتائج تجارب أخرى للإلكترونات. ولقد وجد أن بعض صفات اللف يمكن أن تطلق على أي جسيم. فعلى سبيل المثال، للفوتونات (كمات الضوء) لفٌ يساوي 1. وعليه يتوجب على الوصف الكامل لحالة الطاقة لذرة الهيدروجين أن يتضمن أيضاً عدد اللف S_z

ويمكن كتابة سلسلة الحالات بما فيها تفسخ اللف على النحو التالي: 1s(2)، 2(s)2، 2p(6)، 3s(2)، 3p(6)و 3d(10)، ... تمثل الأعداد بين قوسين تفسخ الحالات، فعلى سبيل المثال، يصف 2p(6) ست حالات من نمط 2p (l=1) بنفس الطاقة ولكن مع لف مختلف $\left(\mp\frac{1}{2}\right)$ وعدد مغناطيسي مختلف (m=−1, 0, +1).

إن اللف ميزة هامة فهو مسؤول عن عدد من الآثار الكمومية، وهو يحدد شخصية قاطني مستويات الطاقة المختلفة من الجسيمات. في نظام مؤلف من إلكترونات متماثلة، إلكترونان فقط (مع لف مختلف) أو أقل يمكن أن يتواجدا في نفس الحالة وفي نفس الوقت. بما أن اللف أحد الأعداد الكمومية، يجب اعتبار إلكترونين بلف متعاكس، ولهما نفس الأعداد الكمومية الأخرى، كإلكترونين في حالتين كموميتين مختلفتين.

يمكن إعادة صياغة مبدأ استثناء باولي (Pauli) كما يلي: لا يمكن لأي إلكترونين أن يكونا في نفس الحالة. وهذا مبدأ كمومي آخر. إن مبدأ استثناء باولي مهم على وجه الخصوص من أجل الأنظمة ذات الإلكترونات المتعددة.

يمكن تطبيق تصنيف مستويات الطاقة لذرات الهيدروجين على الذرات المتعددة الإلكترونات.

في حالة الذرات المتعددة الإلكترونات يجب أن نأخذ شحنة النواة حيث العدد الذري في جدول التصنيف الدوري للعناصر (الشكل 16.3) وأن نأخذ بعين الاعتبار مبدأ استثناء باولي. يمكن فهم البنية الإلكترونية للذرات المتقدة عبر ملء مستويات الطاقة يمكننا أن نفرض دروع الطاقة الداخلية ودروع الطاقة الخارجية (أي حالات طاقة التكافؤ). يجري ملء هذه الأخيرة بإلكترونات التكافؤ الأبعد، وهي تلعب دوراً رئيسياً في تحديد السلوك الكيميائي للذرات المعقدة.

المعادن الانتقالية

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1 H 1.008																1 H 1.008	2 He 4.003
3 Li 6.941	4 Be 9.012											5 B 10.81	6 C 12.01	7 N 14.01	8 O 16.00	9 F 19.00	10 Ne 20.18
11 Na 22.99	12 Mg 24.30											13 Al 26.98	14 Si 28.09	15 P 30.97	16 S 32.06	17 Cl 35.45	18 Ar 39.95
19 K 39.10	20 Ca 40.08	21 Sc 44.96	22 Ti 47.87	23 V 50.94	24 Cr 52.00	25 Mn 54.94	26 Fe 55.85	27 Co 58.93	28 Ni 58.69	29 Cu 63.55	30 Zn 65.39	31 Ga 69.72	32 Ge 72.61	33 As 74.92	34 Se 78.96	35 Br 79.90	36 Kr 83.80
37 Rb 85.47	38 Sr 87.62	39 Y 88.91	40 Zr 91.22	41 Nb 92.91	42 Mo 95.94	43 Tc (97.91)	44 Ru 101.1	45 Rh 102.9	46 Pd 106.4	47 Ag 107.9	48 Cd 112.4	49 In 114.8	50 Sn 118.7	51 Sb 121.8	52 Te 127.6	53 I 126.9	54 Xe 131.3
55 Cs 132.9	56 Ba 137.3	71 Lu 175.0	72 Hf 178.5	73 Ta 180.9	74 W 183.8	75 Re 186.2	76 Os 190.2	77 Ir 192.2	78 Pt 195.1	79 Au 197.0	80 Hg 200.6	81 Tl 204.4	82 Pb 207.2	83 Bi 209.0	84 Po (209.0)	85 At (210.0)	86 Rn (222.0)
87 Fr (223.0)	88 Ra (226.0)	103 Lr (262.1)	104 Rf (261.1)	105 Db (262.1)	106 Sg (263.1)	107 Bh (264.1)	108 Hs (265.1)	109 Mt (266.1)	110 (269.1)	111 (272.1)	112 (277.1)						

لانثنيدات Lanthanides	57 La 138.9	58 La 140.1	59 Pr 140.9	60 Nd 144.2	61 Pm (144.9)	62 Sm 150.4	63 Eu 152.0	64 Gd 157.2	65 Tb 158.9	66 Dy 162.5	67 Ho 164.0	68 Er 167.3	69 Tm 168.9	70 Yb 173.0
أكتنيدات Actinides	89 Ac (227.0)	90 Th 232.0	91 Pa 231.0	92 U 238.0	93 Np (237.0)	94 Pu (244.1)	95 Am (243.1)	96 Cm (247.1)	97 Bk (247.1)	98 Cf (251.1)	99 Es (252.1)	100 Fm (257.1)	101 Md (258.1)	102 No (259.1)

الشكل 16.3: جدول التصنيف الدوري للعناصر

تبدي مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين بعض درجات التفسخ، أي إنها مستقلة عن كمية الحركة الزاوية المعطى بالعدد المداري l ومسقطه المعطى بالعدد المغناطيسي m. في الذرات المتعددة الإلكترونات لا تعتمد الطاقات على العدد الكمومي الأساسي m فقط، بل وأيضاً على العدد المداري l.

وعليه يمكن تقسيم الإلكترونات في "دروع جزئية" توافق الأعداد المدارية المختلفة l . ويكون الترميز الطيفي لهذه الدروع الجزئية نفس السابق: s، p، d، f،.... هنالك 2 l +1 قيمة مختلفة لــm من أجل l معطاة وقيمتان للف $S_z^1 = \mp\frac{1}{2}$. وعليه فإن العدد الإجمالي للإلكترونات التي تتوضع في الدرع الجزئي L هو (1+ l 2)2.

ويجري بناء أدوار الجدول الدوري للعناصر تبعاً لملء الدروع. فالهيدروجين H، وهو أول عنصر من الجدول، له إلكترون واحد يشغل الحالة 1s، أي إن 0= l. الهليوم He هو الذرة التالية، فهو يمتلك إلكترونين يشغلان الحالتين S من نفس الدرع، ولكن لكل منهما لف متعاكس، نشير إلى هذا بتشكيل الإلكترونات $1s^2$. وهكذا يكون الدرع 1s مملوءاً تماماً بإلكترونين.

يبدأ الدور التالي من الجدول بالليثيوم Li الذي له ثلاثة إلكترونات، ويكون الإلكترون الثالث متوضعاً في المستوي من النوع 2s. وهكذا يمكننا تمثيل تشكيل الإلكترونات لليثيوم على النحو $1s^2\,2s^1$.

وبعد الليثيوم هناك البيريليوم Be بالتشكيل $1s^2\,2s^2$. وفي العنصر التالي وهو البور B يبدأ الإلكترون الخامس بملء الدرع الجزئي التالي: $1s^2\,2s^2 2p^1$. ومن أجل الدرع p لدينا $l=1$ و $m=-1,0,+1$. وعليه يمكن لإلكترون التكافؤ في البور أن يأخذ القيم الثلاث للعدد الكمومي المغناطيسي m وقيمتين للف s.

بشكل عام يمكننا وضع ست إلكترونات في الدرع p، وهكذا دواليك، وتكون عناصر المجموعات التي تمثل أنصاف النواقل مهمة في الإلكترونيات النانوية: السيليكون Si (عدده الذري = عدد الإلكترونات = 14)، الجرمانيوم Ge (العدد الذري =32)، الغاليوم Ga (العدد الذري =31)، الزرنيخ As (العدد الذري =33)، الخ

وتكون تشكيلات الإلكترونيات في هذه العناصر على النحو التالي:

المجموعة:IV   Si: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$,   Ge:
1s22s22p63s23p23d104s24p2;

(74.3)   المجموعة:III   Ga: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2 3d^{10} 4s^2 4p^1$;

المجموعة:V   As: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2 3d^{10} 4s^2 4p^3$;

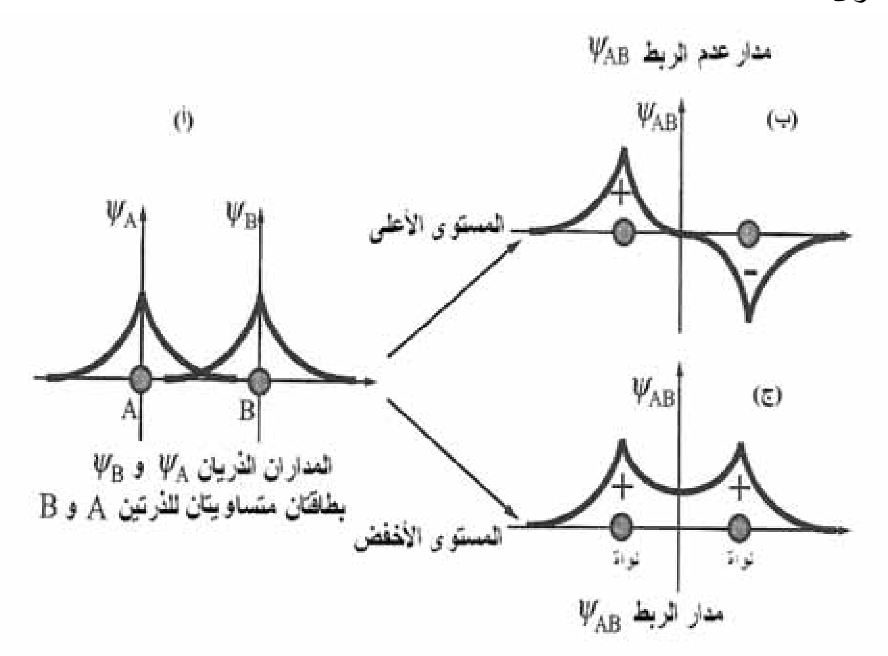
يمكننا أن نرى أن إلكترونات التكافؤ الخارجية للسيليكون والجرمانيوم متشابهة كثيراً (نفس عدد الإلكترونات في نفس الحالة P). وعليه يمكننا توقع أن يكون لهما صفات فيزيائية وكيميائية متشابهة أيضاً.

تكون الذرات التي تكتمل فيها الدروع الجزئية مستقرة وخاملة كيميائياً. مثال ذلك الهيليوم He بتشكيلته $1s^2\,2s^2$. والنيون Ne بتشكيلته $1s^2\,2s^2 2p^6$ والأرغون Ar بتشكيلته $1s^2\,2s^2 2p^6 3s^2\,3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6$

وبشكل عام، تكون الذرات التي لا يمتلئ فيها الدروع الجزئية، أي التي لها إلكترونات تكافؤ ، ناشطة كيميائياً، أي إنها يمكن أن تشكل روابط كيميائية. يتحدد الارتباط بين الذرات في جزيئات وجوامد عن طريق نوع توابع الموجة للإلكترونات.

غالباً ما ندعو توابع الموجة هذه بالمدارات الذرية. فعلى سبيل المثال، يجب أن يكون تابع الموجة لجزيء ثنائي الذرة هجيناً أو مشكلاً من ترابط مدارين. يمكن لهذا الهجين أن يكون تابعاً متناظراً أو لامتناظراً. ليكن هذا الهجين تابعاً متناظراً (تداخل بنّاء للمدارين) كما يظهر في الشكل 17.3 (ج). حينئذ هنالك احتمال محدود لإيجاد إلكترون بين النواتين.

إنّ تواجد الإلكترونات بين نواتين A وB يجذب كليهما ويبقيهما معاً. تدعى الحالة الموافقة بحالة الربط لذرتين، ويدعى تابع الموجة الموافق φ_{AB} بجدار الربط. أما الهجين اللامتناظر (تداخل هدام للمدارين) فإنه لايربط الذرات ويدعى حالة عدم الربط، انظر الشكل 17.3 (ب). يعطى أبسط مثال لأثر الربط بجزيء هيدروجين مكون من ذرتين: توافق حالة الربط المكونة من الحالات S للذرتين طاقة أقل من طاقة ذرتي هيدروجين غير مرتبطتين. وهذا يؤدي إلى جزيء H2 مستقر. أما حالة عدم الربط فهي توافق طاقة أكبر من طاقة ذرتين حرتين للهيدروجين. في حالة عدم الربط تدفع كل ذرة الأخرى.



الشكل 17.3: تشكل المدارات الذرية للربط ولعدم الربط

في الحقيقة، إن تشكل حالة الربط وعدم الربط لذرتي هيدروجين مثال خاص من نتيجة أعم وأهم:

عندما تقترب ذرتان متماثلتان من بعضهما البعض كثيراً فإن طاقتهما تتبدل وعوضاً عن مستوى طاقة ذرية وحيدة (متفسخة)، يظهر مستويان، كما يوضح الشكل 17.3(ب) و17.3(ج).

وهذا ما يدعى بانقسام الطاقة. وعليه فإن مدارات الربط وعدم الربط توافق هذين المستويين.

تتميز ثلاث ذرات تجتمع معاً بثلاثة مستويات متقاربة ... الخ.

لنعتبر الآن ذرات المجموعة بالتفصيل. وكما سبق وقدمنا الدرع الخارجي لهذه الذرات يمتلك أربعة إلكترونات: اثنان في حالة s واثنان في حالة p، أي إن تشكيلها يمكن تمثيله بقلب ودرع s^2p^2.

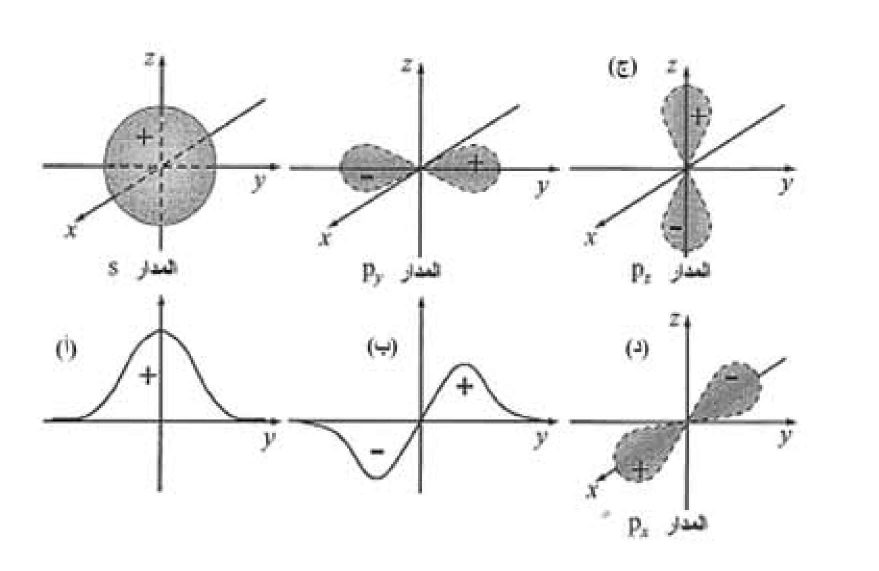
يمكن إذاً لذرات المجموعة أن تشكل أربعة روابط مع ذرات أخرى في جزيئات أو جوامد (رابطة لكل إلكترون). لتوابع الموجة لحالات الدرع الخارجي هذه تشكيلات مكانية مختلفة كثيراً.

يوضح الشكل 18.3 توابع الموجة(المدارات) لحالة s وحالات p من أجل مساقط عزوم زاوية m مختلفة.

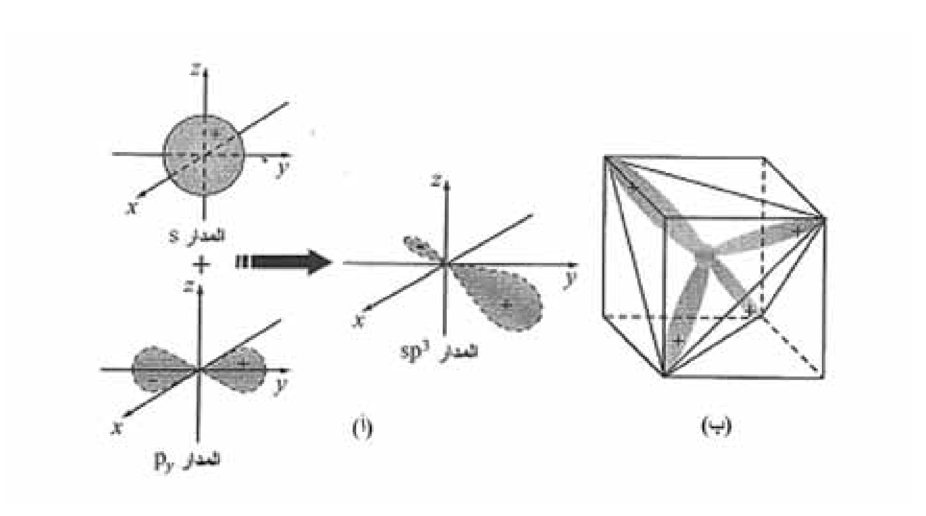
وهكذا فإن المدار s متناظر كروياً بدون أي اعتماد زاوي. أما المدارات 3p فهي غير متناظرة، ويمكن أن نعتبرها متعامدة فيما بينها. تمتلك المدارات الهجينة التي تشكل روابط مع ذرات أخرى إلكترونين ذوي لف متعاكس. في الحقيقة، تتقاطع المدارات s وp بشكل كبير بسبب التأثير المتبادل بين الإلكترونات، وتشكل روابط حقيقية كتركيب خطي من مدارات s و p وهي تدعى sp3 المدارات الهجينة.

عندما تتهجن المدارات الثلاثة p مع المدار s فإن الأجزاء السالبة للمدارات p تتلاشى تقريباً، بحيث تبقى الأجزاء الموجبة بشكل رئيسي، كما يوضح الشكل 19.3(أ). وهكذا تظهر المدارات المهجنة روابط "موجهة" في الفضاء، كما يوضح الشكل 19.3(أ).

هذه الروابط الموجهة للذرات مسؤولة عن البنية البلورية الخاصة للعناصر في المجموعة. سوف نحلل في الفصل التالي هذه البلورات مستخدمين التعاريف التي سبقت دراستها.



الشكل 3.18: المدارات الذرية (أ) S و(ب) Py و(ج) Pz و(د) Px



الشكل 3.19: تشكل المدارات المهجنة sp^3 (أ) ومدارات مهجنة sp^3 رباعية في السيليكون Si (ب)

5.3 ملاحظات ختامية

لقد قدمنا في هذا الفصل التعاريف الأساسية ومعادلات الميكانيك الكمومي (الموجي). وجدنا أنه يتوجب التمييز بين حالتين من حركة الجسيمات: (i) حركة مكممة تحدث دائماً في حجم منته (مثاله في بئر كمومي). (ii) حركة حرة تحدث في الفراغ اللامنتهي (خصوصاً في الحجوم الكبيرة). ولقد ناقشنا اختلافات سلوك الجسيم بين هاتين الحالتين.

ثم قمنا بتحليل أمثلة بسيطة تبين المواصفات النوعية الأساسية للفيزياء الكمومية. وناقشنا باختصار الخواص الإلكترونية للذرات التي يجب استخدامها في نظم الإلكترونيات النانوية.

سيجري استخدام العديد من المفاهيم الأساسية للميكانيك الكمومي التي ذكرناها سابقاً في الفصول التالية لدراسة البنى النانوية النصف الناقلة ومبادئ عمل الأدوات النانوية.

يمكن للراغبين في التعمق في المبادئ الأساسية للفيزياء الكمومية أن يطلعوا على الكتب التالية:

L. Schiff, *Quantum Mechanics* (New York: McGraw-Hill, 1968).

David S. Saxon, *Elementary Quantum Mechanics* (San Francisco, CA: Holden-Day, Inc., 1968).

R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *Lectures on Physics*, vol. 3 (New York: Addison-Wesley, 1964).

توضح المسائل التالية التعاريف الأساسية المذكورة في هذا الفصل، وتسمح للقارئ أن يتدرب على أبسط أمثلة الميكانيك الكمومي.

6.3 مسائل

1- بفرض أن الجسيم موجود في منطقة من الفراغ حجمها V. أوجد المطال A للموجة المستوية المذكورة في المعادلة (43.2) باستخدام شرط التنظيم في المعادلة (9.3).

2- افرض أن تابع الموجة هو تراكب موجتين مستويتين لنفس الطاقة: $\psi = \psi 1 + \psi 2$ مع $\psi 1,2 = A_{1,2} e^{i(k1,2 - \Omega t)}$ احسب كثافة الاحتمال لإيجاد جسيم في النقطة r. أي احسب الإلكترونات $|\psi(r)|^2$ وناقش أثر التداخل واعتماده على أشعة الموجة k1 وk2.

3- افرض أن إلكتروناً كتلته $m_0 = 9.8 \times 10^{-31}$ kg موضوع في بئر كمومي مع جدارين غير نفوذين وأن المسافة بينهما $L = 10^{-6}$ cm. احسب الحزم الجزئية الثلاث ذات الطاقات الأدنى ε_1، ε_2، ε_3. أوجد من أجل هذه الحالات المستقرة كثافة احتمال إيجاد إلكترون في وسط البئر عند z=0.

4- لنعتبر حالة إلكترون موضوع في بئر كمومي بعرض وارتفاع حاجز V_b = 300 meV. احسب مستوى الطاقة الأدنى، وقارن نتيجتك بنتائج المسألة السابقة. بما أن كثافة احتمال ايجاد إلكترون في النقطة z هو $|\psi(z)|^2$ ، يكون احتمال وجود جسيم في المناطق التقليدية الممنوعة هو:

$$p = 2 \times \int_{L/2}^{\infty} |\varphi(z)|^2 dz.$$

استخدم الحل من أجل مستوى الطاقة الأدنى لحساب P. أوجد عدد مستويات الطاقة المكممة من أجل بئر كمومي كهذا

5- لجزيء الهيدروجين H_2 تردد اهتزاز $\omega = 8.2 \times 10^{14}\ s^{-1}$ وللكتلة المختزلة التي تحدد الإزاحة النسبية لذرات الهيدروجين وهي $m = 0.84 \times 10^{-27}$ kg، وهي نصف كتلة ذرة الهيدروجين، باستخدام نموذج الاهتزاز التوافقي، احسب الانزياح المميز خلال اهتزاز هذا الجزيء.

6- إن مبدأ التوزع المتساوي محقق في الفيزياء التقليدية في نظام تحت شروط التوازن. وبحسب هذا المبدأ، تكون معدل الطاقة لأي مهتز مساوية K_BT، حيث إن $k_B = 1.38 \times 10^{-23}\ JK^{-1}$ هو ثابت بولتزمان وT درجة حرارة الوسط. احسب طاقة الاهتزازات عند النقطة صفر لموجة كهرومغنطيسية مطالها 10μm. احسب متوسط عدد الفوتونات Nqξ التي ستهيج بفضل طول الموجة هذا إذا كانت درجة حرارة الوسط تساوي 500K.

7- لنعتبر جسمين كموميين، صندوق مكعب ونقطة كروية محاطة بجدران غير نفوذة. افرض أن الأحجام في المناطق المسموحة تقليدياً متساوية. قارن مستويات الحالة الأرضية للصندوق وللنقطة.

8- باستخدام صيغ التقريب لمعامل الانتقال، احسب احتمال العبور النفقي لإلكترون النقل عبر طبقة AlGaAs سماكتها 20Å مضمنة في مصفوفة GaAs، من أجل ارتفاع حاجز يساوي 0.3eV مع العلم أن كتلة الإلكترون في GaAs هي $m=0.067m_0$ حيث $m_0=9.8\times10^{-31}\text{kg}$ كتلة إلكترون حر.

9- إحدى الحقائق التجريبية التي تشكل إحدى أساسيات الميكانيك الموجة هي مشاهدة أطياف بصرية متقطعة (خطوط طيفية) لإصدار ذرات الهيدروجين. باستخدام صيغ مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين E_n، احسب العبارة العامة لترددات الإصدار. أوجد أطوال الموجة لبضع أسطر من السلسلة التي تدعى سلسلة لايمان (Lyman) التي تكون من أجلها إحدى الحالات التي تساهم في الإصدار هي حالة الاستقرار 1: $2\leftrightarrow1$ و$3\leftrightarrow1$ و$4\leftrightarrow1$ ....

الفصل الرابع

مواد الإلكترونيات النانوية

1.4 مقدمة

بعد المقدمة السابقة للخواص العامة للجسيمات والأمواج في السلم النانوي، سنستعرض الآن المواد الأساسية التي تستخدم في الإلكترونيات النانوية. كما سبق وناقشنا في الفصل الأول، فإن الإلكترونيات والإلكترونيات البصرية تستخدم الخواص الكهربائية والبصرية لمواد الحالة الصلبة. إن أبسط تصنيف للمواد الصلبة يميز بين العوازل، أو المواد غير الناقلة، والمعادن، أي المواد الناقلة الجيدة. تحتل أنصاف النواقل مكاناً بين هذين الصفين. إن أنصاف النواقل مواد ناقلة وفعالة بصرياً بخواص كهربائية وبصرية تتغير في نطاق واسع. وتشكل أنصاف النواقل المرشحين الرئيسيين للاستخدام في بنى الإلكترونيات النانوية لأنها تسمح بمرونة كبيرة في التحكم بالخواص الكهربائية والبصرية ووظائف أدوات الإلكترونيات النانوية.

إن أنصاف النواقل المستثمرة في الإلكترونيات الدقيقة، في الغالب، مواد بلورية. لذلك يمكننا، عبر أنماط مناسبة للنمو وما يتبعها من تعديلات ومعالجة وإشابة، أن نصنع بنى نانوية وأدوات نانوية بدءاً من هذه المواد شبه الجسيمة (bulk–like).

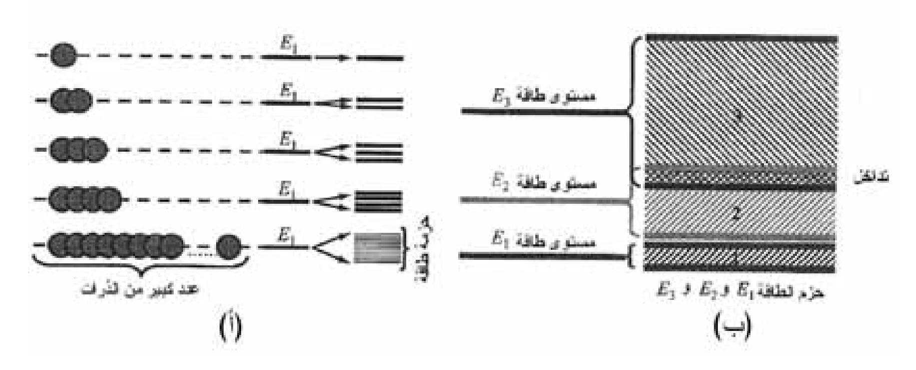
وقد جرى مؤخراً اكتشاف أغراض فيزيائية تتمتع بخواص واعدة للإلكترونيات النانوية، كأنابيب الكربون النانوية. هذه الأغراض المتطاولة الشبيهة بالأسلاك ذات مقطع يبلغ بضعة نانومترات، يمكن إنتاجها بتحكم جيد لخواصها الأساسية، وعلى الأخص، يمكن تصنيعها كأنصاف نواقل أو كمعادن، وقد جرى إثبات أن أنواعاً عديدة من المعالجة التقنية يمكن استمرارها لتصنيع الأدوات الإلكترونية النانوية بدءاً من أنابيب الكربون النانوية.

سندرس في هذا الفصل مواد متنوعة لها تطبيقات في الإلكترونيات النانوية. وسنبدأ بتصنيف العوازل وأنصاف النواقل والمعادن، ثم نعرف أطياف طاقة الإلكترون التي تحدد الخواص الأساسية للإلكترونيات في البلورات. تمثل هندسة أطياف الإلكترون

قضية حساسة للإلكترونات النانوية التي يمكن تحقيقها في البنى المختلطة. وهكذا نحلل الأنواع الأساسية للبنى النصف الناقلة المختلطة. وختاماً نصف باختصار أنصاف النواقل العضوية والمواد النانوية المبنية على الكربون، وفيما بينها أنابيب الكربون النانوية وأغراض نانوية الفولارين (fullerenes).

2.4 أنصاف النواقل

في كل جسم صلب، يمكن تمييز الإلكترونات عبر مستويات طاقتهم. تمتلك طاقات الإلكترون المسموحة في البلورات، بنية حزم طاقة يمكن فهمها كما يلي: بيّنا في الفقرة 4.3 أنه إذا اقتربت ذرتان لهما نفس الطاقة، يمكن أن يتميز النظام المشكل منهما بمستويين متقاربين للطاقة. وبشكل مشابه، من أجل نظام مكون من N ذرة ينقسم كل مستوى طاقة للذرة المفردة إلى N مستوى متقاربة. يمكن اعتبار هذا التجمع للمستويات القريبة كحزمة طاقة. يظهر الشكل 1.4 (أ) تشكل حزمة طاقة من ذرة مفردة. ولما كان للذرة المفردة سلسلة من مستويات الطاقة، تمثل طاقات الإلكترون في بلورة سلسلة من حزم الطاقة يمكن أن يفصل بينها فجوات طاقية، ويمكن أن تتداخل، كما هو موضح في الشكل 1.4 (ب). وبمجرد تشكل حزمة الطاقة، يجب النظر إلى الإلكترونات وكأنها جماعية: أي إنها لا تنسب إلى ذرات محددة، نظراً إلى أن حزم الطاقة تميز مجمل النظام المكون من N ذرة.



الشكل 1.4: (أ) تشكل حزمة طاقة يتطور مستوى الطاقة الأرض E1 لذرة مفردة إلى حزمة طاقة عندما تتفاعل ذرات عديدة متماثلة. (ب) حزم الطاقة 1 و2 و3 التي توافق مستويات طاقة ذرة مفردة E1 وE2 وE3 على التوالي

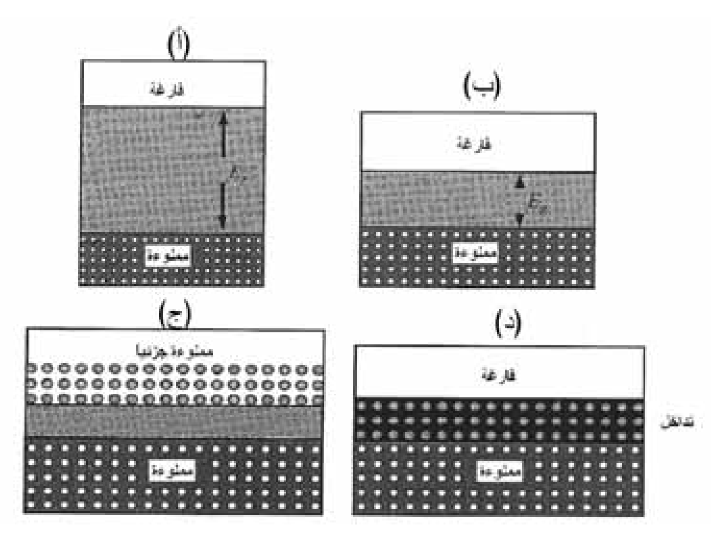
إن ملء الحزم بالإلكترونات نقطة بالغة الأهمية. سنستخدم مبدأ استثناء باولي (Pauli)، الذي سبق ودرسناه في الفصل السابق. أي إنه لا يمكن لإلكترونين أن يكونا في نفس الحالة. ويمكن لإلكترونين أن يكونا بنفس حالة الطاقة، ولكن هذين الإلكترونين يجب أن يكونا في حالتي لف (spin) مختلفتين، وعليه يكون الإلكترونان في حالتين إجماليتين مختلفتين. وقد تمت تحت شروط الاستقرار وفي درجات حرارة الغرفة، يجب أن تكون مستويات الطاقة الأدنى مسكونة. وكما سنرى لاحقاً، فإن أهم الإلكترونات التي تنتمي إلى أعلى الحزم المأهولة، نحصل حينئذ على حالتين ممكنتين.

أولاً: جميع الحزم مملوءة بالكامل، وتكون الحزم المملوءة مفصولة عن الطبقات العليا (الفارغة) بفجوة طاقة. يظهر الشكل 2.4 (أ) و2.4 (ب) هذه الحالة من أجل العوازل التي لها فجوات حزم $E_g > 5eV$ ومن أجل أنصاف النواقل التي لها فجوات حزم $E_g > 5eV$ على التوالي. في الواقع ليس هنالك فرق بين ملء حزم الطاقة لعازل أو لنصف النواقل. وهذه الفجوة الطاقية أصغر منها في العوازل، كما يوضح الشكل 2.4 (أ) و2.4 (ب). هذه الحزمة العليا فارغة على الأقل من أجل درجات الحرارة الدنيا. سندرس فيما بعد بنية الحزم الإلكترونية للمواد نصف الناقلة بتفاصيل أكثر.

ثانياً: الحزم العليا التي تحتوي على إلكترونات ليست مملوءة بالكامل، كما يوضح الشكل 2.4 (ج) والشكل 2.4 (د)؛ وهذه الحالة توافق المعدن. في الحقيقة، لظهور الناقلية تحت حقل كهربائي مطبق، يجب أن يتسارع الإلكترون ويكتسب طاقة. وهذا يعني أن الإلكترون يجب أن يكون متعامداً على كسب كمية صغيرة من الطاقة والانتقال إلى مستويات طاقة قريبة ولكنها أعلى. إذا كانت كل مستويات الطاقة (حزمة كاملة) مملوءة، فلا يمكن أن يساهم الإلكترون في عملية النقل، وهذه حالة العازل (dielectric).

على النقيض، إذا لم تكن حزمة الطاقة مملوءة كلياً، وكان هنالك مستويات طاقة فارغة متاحة للإلكترونات، يمكن للإلكترون أن يتحرك إلى مستويات أعلى، في حقل كهربائي، وأن يكسب الطاقة في عملية توافق الناقلية الكهربائية. وهذه هي حالة المعدن.

تتضمن أنصاف النواقل عناصر من الجزء المركزي للجدول الدوري للعناصر، العمودان II وIV كما يوضح الجدول 1.4. في مركز الجدول 1.4 يوجد السيليكون Si وهي المادة الأساسية للإلكترونيات الحديثة. ويلعب السيليكون دوراً مركزياً في الإلكترونيات، كما هي حال الفولاذ في التعدين.



الشكل 2.4: حزم الطاقة في حالة عازل، ونصف ناقل، ومعدن. (أ) حالة العازل: حزمة التكافؤ مملوءة وحزمة النقل فارغة $E_g > 5eV$. (ب) حالة نصف الناقل: حزمة التكافؤ مملوءة وحزمة النقل فارغة في الحرارة الدنيا $E_g < 5eV$. (ج) الإلكترونات في الحزمة المملوءة جزئياً تكتسب طاقة من حقل كهربائي، ونتيجة ذلك ينتقل إلى مستويات طاقة فارغة (حرة) مؤدية إلى ناقلية كهربائية. وبنتيجة ذلك توافق البنية ذات الحزمة المملوءة جزئياً إلى معدن. (د) من أجل حزمتين متداخلتين تملأ الإلكترونات حالات كلتا الحزمتين

يأتي الجرمانيوم Ge تحت السيليكون. يعتبر الجرمانيوم اليوم نادر الاستخدام بمفرده، على أن خلائط Si–Ge تلعب دوراً متنامياً في تقانة الإلكترونيات المعاصرة. بالإضافة إلى المواد العنصرية البدائية، تستخدم الإلكترونيات المعاصرة تركيبات من العناصر من المجموعة III والمجموعة IV، إضافة إلى بعض التراكيب الأكثر تعقيداً. تدعى هذه التراكيب أنصاف النواقل المركبة. بتركيب كل عنصر من المجموعة III مع Bi, Sb, As, P, N من المجموعة V يمكن تشكيل 25 III–V مركب. ويشكل زرنيخ الغاليوم GaAs أوسع المركبات النصف الناقلة استخداماً وتستخدم كل أنصاف النواقل

V−III لصنع ما يعرف بالبنى المتعددة. تصنع البنية المتعددة من مادتين مختلفتين من حد وصلة متعددة بينهما. ويعتمد اختيار البنية المتعددة على التطبيق.

الجدول 1.4: الجزء المركزي من الجدول الدوري للعناصر

المجموعة II	المجموعة III	المجموعة IV	المجموعة V	المجموعة VI
Be	B	C	N	O
Mg	Al	Si	P	S
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te
Hg	Tl	Pb	Bi	Po

يمكن استخدام مركبين أو أكثر لتشكيل خلائط. ومثاله المعروف الألمنيوم− الغاليوم− الزرنيخ $Al_xGa_{1-x}As$ هي جزء المجموعة III المشغولة بذرات الغاليوم Ga. وعليه فليس لدينا 25 مركباً متقطعاً فقط، ولكن لدينا مدى مستمراً من المواد. وكما هي الحال المركبات V−III، فإن كل عنصر من العمود II يمكن أن يستخدم مع كل عنصر من المجموعة VI لتشكيل مركبات VI−II. فإن كل عنصر من العمود II يمكن أن يستخدم مع كل عنصر من المجموعة VI لتشكيل مركبات VI−II. ومرة أخرى بضم أكثر من هذه العناصر يمكننا إيجاد مجال مستمر من المواد، ونتيجة لذلك يمكن أن نصنع بالتركيب مركبات VI−IV و V−III و VI−II مختلفة.

3.4 الشبكات البلورية: الارتباط في البلورات

نبدأ بتعريف البلورات. البلورة هي جسم صلب تكون فيه الذرات منضدة تبعاً لطريقة دورية ما. أي إنه يمكننا تقديم ترتيب من الذرات يتكرر ضمن كل الجسم الصلب. وبعبارة أخرى، يمكن تمييز البلور ببنية داخلية دورية تماماً. ليست جميع الأجسام الصلبة بلورات. نقدم في الشكل 3.4 جسماً صلباً بلورياً (أ)، وجسماً صلباً أجزاء منه فقط تشكلها مادة بلورية مفردة (جسم صلب متعدد البلورات) (ب)، وجسماً بدون أي دورية (وهو يدعى جسماً صلباً لا منتظم) (ج). وكما هو متوقع يمكن أن تكون المواد البلورية المواد

المثالية والقابلة للتحكم بها. وقبل دراسة الترتيبات الدورية لذرات البلورات، سنناقش الأنواع المختلفة للارتباط في البلورات.

البلورات الشاردية (الأيونية)

تصنع البلورات الشاردية من شوارد موجبة وسالبة. إن الرابطة الشاردية تنتج بشكل رئيسي من الانجذاب الكهربائي السكوني المتبادل للشوارد المتجاورة بشحنات متعاكسة. هنالك أيضاً تفاعل منفّر مع جيرانها من نفس الشحنة. يؤدي التجاذب والتنافر إلى توازن القوى الذي يؤدي بدوره إلى وجود الذرات في مواضع توازن مستقر في بلور شاردي. أما عن التشكيل الإلكتروني في البلور فهو يوافق إلى دروع إلكترونية خارجية مغلقة (مملوءة بالكامل). وملح الطعام NaCl مثال جيد عن البلور الشاردي.

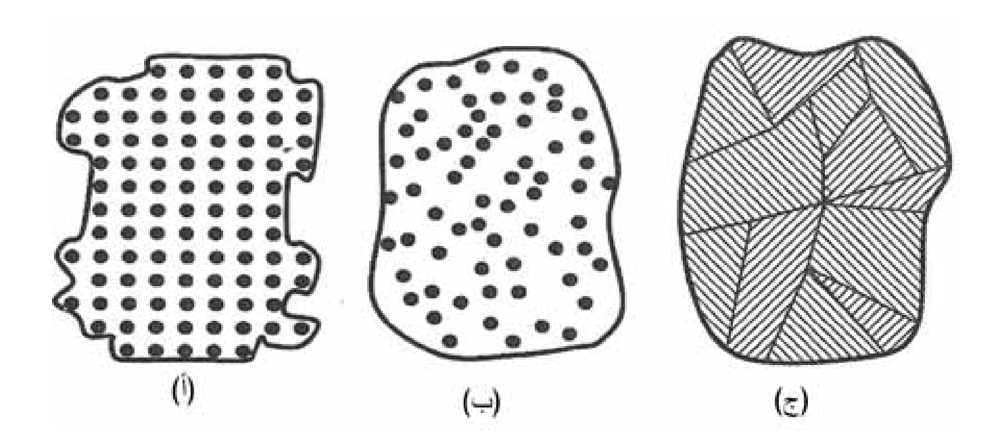
إن لذرتي الصوديوم الطبيعي Na والكلور Cl التشكيلات التالية: $Na^{11}\left(1s^2 2s^2 2p^6 3s^1\right)$ و $Cl^{17}\left(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5\right)$ على التوالي. أي إن لذرة الصوديوم Na وإلكتروناً واحداً للتكافؤ، في حين إنه يلزم إلكترون واحد لإتمام الدرع في ذرة الكلور Cl. يبدو أنه ينشأ تشكيل إلكتروني مستقر عندما تعطي ذرة الصوديوم إلكترون تكافؤاً واحداً إلى ذرة الكلور. وبالتالي يتحول كلاهما إلى شاردتين بشحنات متعاكسة، ويكون للزوج تشكيل درع خارجي مغلق (كالغازات الخاملة مثل الهيليوم He والنيون Ne). وتكون الدروع الداخلية بالطبع مملوءة قبل وبعد ارتباط الذرتين. وهنالك منحى لدى كل العناصر التي لها دروع مغلقة تقريباً لأن تشكل روابط شاردية وبلورات شاردية. وتكون هذه البلورات عادة عوازل كهربائية.

البلورات التساهمية

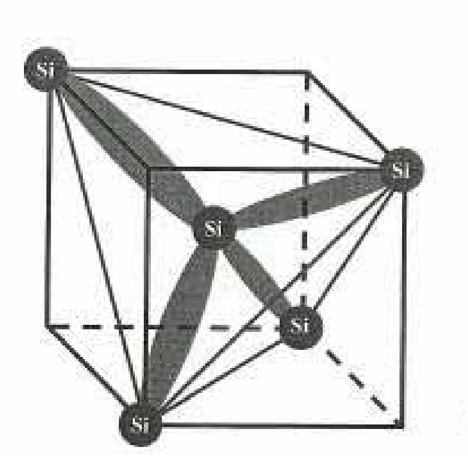
إن الارتباط التساهمي (covalent) معروف من أجل الذرات التي لها مستوى منخفض من الملء للدرع الخارجي. ويمثل السيليكون مثالاً ممتازاً على هذه الحالة. وكما رأينا في الفصل السابق، للسيليكون قلب $+3s^2 3p^2$. ولإكمال الدرع الخارجي $3s^2 3p^2$،

تشكل ذرة السيليكون أربع روابط مع أربع ذرات سيليكون مجاورة. ويفرض تناظر المدارات الهجينة sp^3 أن هذه الذرات المتجاورة يجب أن تتوضع في زوايا خماسي فراغي، كما يبدي الشكل 4.4. وبالتالي تشترك الذرة المركزية Si مع كل من أقرب مجاوراتها بإلكترونين. وهذا يعطي ما يعرف بالروابط التكافؤية (الكيميائية) أي روابط متناظرة للمدارات sp^3 في بلورة السيليكون. تشكل روابط المدارات sp^3 حزمة طاقة مملوءة تماماً بذرات التكافؤ.

وتدعى هذه الحزمة بحزمة التكافؤ. يؤدي عدم التناظر في تركيب مدارات sp^3 بتداخل هدام (الشكل 17.3) إلى حالات عدم ارتباط وإلى أول حزمة طاقة فارغة. تدعى هذه الحزمة بحزمة النقل لبلورة السيليكون. وليس غريباً أن تلعب الرابطة المكافئة من هذا النوع دوراً أساسياً للجرمانيوم Ge الذي ينتمي أيضاً إلى المجموعة IV من الجدول الدوري للعناصر.



الشكل 3.4: ثلاثة أنواع من الأجسام الصلبة: (أ) البلوري المنتظم و(ب) اللامنتظم موضحة بمنظر مجهري للذرات في حين إن المواد متعددة البلورات (ج) موضحة بمنظر جهري كمناطق بلورية مفردة متجاورة ولكلّ منا بنية بلورية كالشكل (أ)



الشكل 4.4: أربع روابط هجينة sp^3 لمدارات في بلورات السيليكون

في الحقيقة، كلا نوعي الروابط الذرية المدروسة سابقاً يمكن أن يتواجدا معاً في البلور كالمركبات III–V مثلاً. في الواقع تكون تشكيلات الإلكترونات في Ga وAs هي قلب $+4s^24p^1$ في الغاليوم Ga وقلب $+4s^24p^3$ في الزرنيخ As. عندما تتشكل بلورة GaAs تعطي ذرة As إلكترون تكافؤ واحد إلى ذرة Ga، الأمر الذي يجعل منهما شاردتين. يساهم التفاعل الكولوني لهاتين الشاردتين في رابطة شاردية في مركبات III–V. ولكن كلاً من هاتين الشاردتين لا تملك سوى إلكترونين 2s وآخرين 2p وهو ما لا يكفي لملء الدرع بالكامل. وعليه يذهب باقي الارتباط إلى تشكيل مدارات هجينة sp^3. وهذه هي المشاركة التكافؤية لارتباط البلورات. يمكننا أن نستنتج أن المركبات III–V مواد ذات ارتباط مختلط شاردي جزئياً وتكافؤي جزئياً.

المعادن

تتألف المعادن، كالصوديوم Na والبوتاسيوم K والكالسيوم Ca، من شوارد متوزعة بانتظام في الفراغ. تساهم كل ذرة بإلكترون في بحر من الإلكترونات يتضمن الشوارد. ويكون النظام كمجموع حيادي ومستقر. تساهم الإلكترونات بشكل ملموس في طاقة الارتباط للمعادن.

يوجد آليات ارتباط أخرى في الأجسام الصلبة، وفي البلورات الجزيئية وبلورات الغازات الخاملة. ولهذه البلورات طاقات ارتباط صغيرة، أي إنها ليست مستقرة بما يكفي لاستعمالها في الإلكترونيات بشكل واسع. نعطي في الجدول 2.4 مقارنة بين طاقات الارتباط للذرة من أجل مختلف أنواع من البلورات. يمكننا أن نرى أن البلورات الشاردية والتساهمية تمتلك طاقات ارتباط في المجال 1-10eV، في حين إن البلورات الجزئية وبلورات الغازات الخاملة هي أنظمة ضعيفة الارتباط.

تمتلك المعادن ارتباطاً متوسطاً (intermediate coupling). إن طاقة الارتباط لبلور معامل مهم، نظراً إلى أنه يحدد استقرار البلور وزمن تقادمه وإمكانية تطبيق إجراءات المعالجة المختلفة... الخ.

الجدول 2.4: طاقات الارتباط لأنواع مختلفة من البلورات

نوع الارتباط البلوري	البلورة	الطاقة لكل ذرة (eV)
شاردي (أيوني)	NaCl	7.9
	LiF	10.4
تساهمي	ألماس، C	7.4
	Si	3.7
	Ge	3.7
معدني	Na	1.1
	Fe	4.1
	Al	2.4
جزيئي	CH_4	0.1
بلورات الغازات الخاملة	Ar	0.8

الشبكات البلورية

نعود الآن إلى مناقشة دورية البلورات (crystal periodicity). يشكل الترتيب الدوري للذرات (الشوارد) في بلور ما يعرف بالشبكة (lattice). وتعرف مواضع الذرات

في الشبكة بالمواقع (sites). تؤدي الذرات دائماً من حيث المبدأ، اهتزازات صغيرة المطال حول المواقع. يمكننا في كثير من الأحيان إهمال هذه الاهتزازات الصغيرة المطال، ونعتبر البلور كنظام منتظم توزيع الذرات (الشوارد). وفي شبكة بلورية دورية مثالية كهذه، يمكننا تعيين منطقة تدعى وحدة الخلية (unit cell). وتمثل خلية الوحدة هذه كامل الشبكة باعتبار أن البلور يمكن بناؤه بتكرار منتظم في الفرغ لهذا العنصر. ندعو أصغر خلية وحدة بالخلية الابتدائية (primitive cell) للشبكة.

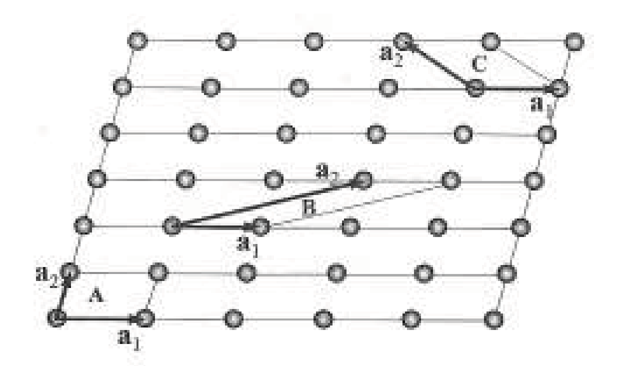
تكمن أهمية خلية الوحدة في أن دراستها تؤدي إلى تحليل عدد من خواص البلور كاملاً. تحدد الخلية الابتدائية المواصفات الأساسية للبلور، بما فيها الخواص الإلكترونية الأساسية.

يعتبر التناظر الانسحابي (translational symmetry) أحد أهم خواص الشبكة البلورية المثالية. والتناظر الانسحابي هو أن "يحمل" البلور إلى ذاته تحت تأثير انسحاب في بعض الاتجاهات ولمسافات معينة.

يمكننا أن نعرف، من أجل أي شبكة ثلاثية الأبعاد، ثلاثة أشعة انسحابية ابتدائية (primitive translation vectors) لا تقع في مستوٍ واحد (أشعة قاعدية) $\mathbf{a}_1$ و$\mathbf{a}_2$ و$\mathbf{a}_3$، بحيث إن أي مكان من الشبكة يمكن تعريفه بشعاع $R=n_1a_1+n_2a_2+n_3a_3$ حيث n_1 وn_2 وn_3 قيم صحيحة اختيارية. إذا أنشأنا متوازي مستطيلات باستخدام أشعة القاعدة $\mathbf{a}_1$ و$\mathbf{a}_2$ و$\mathbf{a}_3$ نحصل على الخلية الابتدائية.

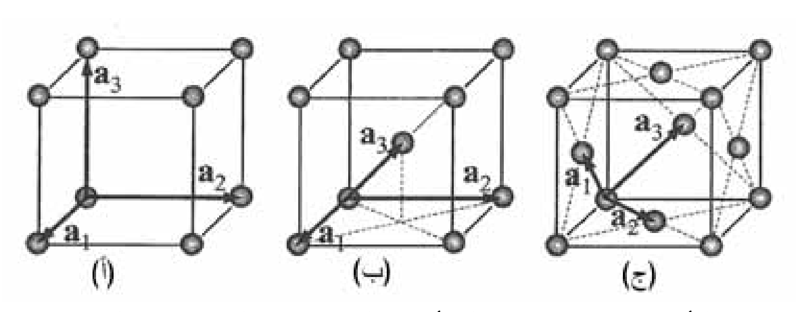
يوضح الشكل 5.4 التناظر الانسحابي، حيث مثلنا للسهولة شبكة ثنائية البعد وعليها خلايا وحدة A وB وC. للخلية A أصغر الأمثال للشعاعين $\mathbf{a}_1$ و$\mathbf{a}_2$. وهكذا فإن شعاعي القاعدة للخلية الأولية هما الشعاعان $\mathbf{a}_1$ و$\mathbf{a}_2$ من خلية الوحدة A.

تمثل النقطة R مكاناً اختيارياً من الشبكة بحيث $R=n_1a_1+n_2a_2$ مع n_1 وn_2 عددان صحيحان. لإظهار التناظر الانسحابي لهذه الشبكة يمكننا البدء بأي نقطة من الشبكة ونجد المواقع المكافئة في الفراغ عن طريق تطبيق الانسحابات التي هي مضاعفات صحيحة من أشعة القاعدة.



الشكل 5.4: شبكة ثنائية البعد. تبدو ثلاث خلايا ابتدائية ممثلة بـــ A و B و C وشعاعا القاعدة هما a_1 و a_2

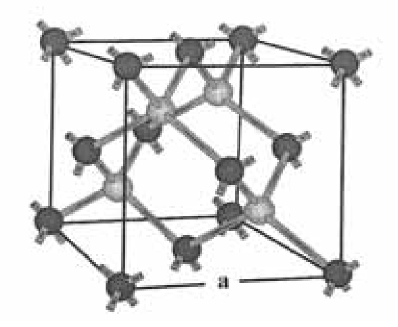
بما أن العديد من البلورات المستخدمة في الإلكترونيات من النمط المدعو التناظر المكعب، سندرس هنا باختصار الشبكات المكعبة. يمكن اختيار خلية الوحدة على شكل مكعب من أجل هذه البلورات. وهنالك ثلاثة أنواع مختلفة من الشبكات المكعبة. الشبكات المكعبة البسيطة وتكون الذرات فيها متوضعة في كل زاوية من المكعب، كما يوضح الشكل 6.4 (أ). الشبكات المكعبة المركزية التي لها ذرة إضافية في مركز المكعب، كما يظهر الشكل 6.4 (ب). أما النوع الثالث فهو الشبكات المكعبة المركزية الوجود التي لها ذرات في الزوايا وفي مراكز الأوجه الستة، كما يوضح الشكل 6.4 (ج).



الشكل 6.4: ثلاثة أنواع من الشبكات المكعبة: (أ) بسيطة و(ب) مركزية و(ج) مركزية الوجوه أشعة القاعدة للخلايا الابتدائية المختلفة هي a_1 و a_2 و a_3

إن بنية الشبكة الأساسية للألماس C والسيليكون Si والجرمانيوم Ge تدعى شبكة ماسية. تتألف الشبكة الماسية من بنيتين مكعبتين مركزيتي الوجوه مع انسحاب بمقدار ربع

القطر المكعب الأول للبنية الثانية، أو بمقدار مسافة $\frac{a_1}{4}+\frac{a_2}{4}+\frac{a_3}{4}$ من البنية المركزية الوجوه الأولى؛ وهنا تمثل الأشعة a_1 وa_2 وa_3 أشعة المكعب الأول، كما يعرف الشكل 6.4 (أ). يبدي الشكل 7.4 ذرات البنية المركزية الوجوه الأولى باللون الأسود، وبعض الذرات من البنية الثانية باللون الرمادي. وعليه تحتوي الشبكة الماسية ضعف عدد الذرات في واحدة الحجوم مقارنةً بالشبكة المكعبة المركزية الوجوه. ولتسهيل الرؤية قمنا بإضافة تظليل إضافي للذرات المجاورة الأربع الأقرب لكل ذرة. المعامل a الذي يميز الشبكة المكعبة يدعى ثابت الشبكة. وتتألف الشبكة التي حجمها $V = a^3$ من ثماني ذرات.

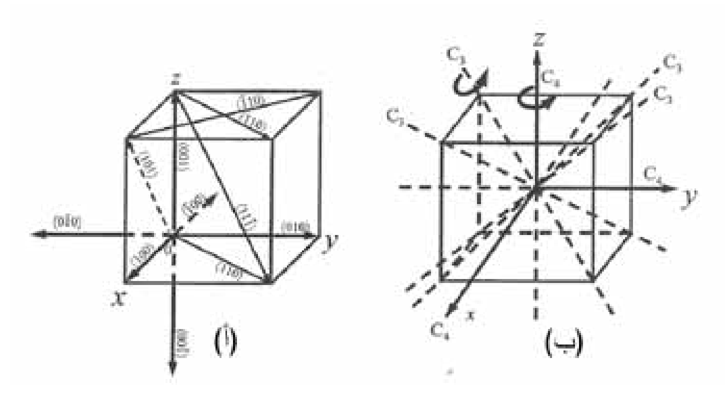


الشكل 7.4: الشبكة الماسية من نوع الشبكات المركزية الوجوه. ترتيب الارتباط الخماسي للذرات المجاورة واضح

بالإضافة إلى الانسحابات يحتوي تناظر البلور عناصر تناظر أخرى كدورانات محددة حول المحاور عالية التناظر. في البلورات المكعبة، تكون المحاور الموجهة وفق أشعة القاعدة متكافئة وهي تمثل محاور التناظر. من المناسب استخدام نظام إحداثيات مبني حول أشعة القاعدة. يمكن الترميز لمحاور التناظر الثلاثة: [100] و[010] و[001]. استخدمنا هنا الترميز المعروف في علم البلورات: [100] هو شعاع الوحدة في الاتجاه x، و[010] في الاتجاه y، و[001] في الاتجاه z.

يظهر الشكل 8.4 (أ) جميع اتجاهات التناظر المهمة للمكعب. الاتجاهان من النوع [110] و[111] اتجاها تناظر مهمان أيضاً. وبديهي أن هذين الاتجاهين يكافئان الاتجاهين المعاكسين $[\bar{1}\,\bar{1}\,0]$ و$[\bar{1}\,\bar{1}\,\bar{1}]$، إضافة إلى الاتجاهات المشابهة. مثلنا في الشكل 8.4 (أ) اتجاهات التناظر لبلور مكعب. إذا قمنا بحمل البلور إلى نفسه عبر دوران

بزاوية $\frac{2\pi}{m}$ حول أحد المحاور عبر البلور، ندعو هذا المحور بمحور الطي النوني c_m. فمثلاً يوجد ثلاثة محاور طي رباعي c_4 في بلور مكعب وأربع محاور طي ثلاثي c_3 كما يظهر الشكل 8.4 (أ)، تجعل عناصر التناظر للشبكة تحليل خواص البلورات أسهل بكثير.



الشكل 8.4: (أ) اتجاهات التناظر في البلورات المكعبة. (ب) اتجاهات التناظر الدوراني في البلورات المكعبة

4.4 حزم طاقة الإلكترون

بتلخيص ما تقدم نستنتج أن البلورة تتكون من نوىً وإلكترونات. تتجمع الكترونات التكافؤ من قبل، كل النوى، ويمكننا أن نتوقع أن تكون الإلكترونات مرتبطة بشكل ضعيف بالذرات. وهذا يقودنا إلى النظر إلى البلور كنظام مؤلف من جزأين مستقلين تقريباً: الذرات (الشوارد) والإلكترونات. في هذا المقطع سنعتبر نظام الإلكترونات الجزئي للبلورات.

في الواقع، يتحرك الإلكترون في البلور بفعل الكمون الكهرساكن (electrostatic potential) الذي تولده الشوارد المشحونة إيجاباً ومجموع الالكتونات الأخرى. غالباً ما ندعو هذا الكمون بالكمون البلوري $W(r)$. سنعتبر حالات جسيم واحد للإلكترونات في بلور مثالي وسنقوم بوضع تصنيف لهذه الحالات، ونجد شكلاً عاماً لتوابع الموجة والطاقات.

الإلكترون في كمون بلوري

من أجل بلور مثالي، يكون الكمون البلوري دورياً ودوره يماثل دور الشبكة البلورية. لتكن a_j حيث: j= 1 و2 و3 أشعة القاعدة الثلاثة للشبكة التي تعرف ثلاثة انسحابات أولية. تؤدي دورية الكمون البلوري W(r) إلى:

$$W\left(r+\sum_{j=1}^{3} n_j a_j\right)=W(r), \qquad (1.4)$$

حيث r نقطة اختيارية من البلور وn_j قيم صحيحة ما. يجب أن يستجيب تابع الموجة لجسيم واحد معادلة شرودنغر المستقلة عن الزمن:

$$\hat{H}\psi(r)=\left(-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2+W(r)\right)\psi(r)=E\psi(r), \qquad (2.4)$$

حيث تمثل m_0 كتلة الإلكترون الحر، و $\hat{H}$ الهاميلتوني البلوري. تهمل المعادلة (2.4) التفاعل المتبادل بين الإلكترونات، ولهذا يدعى تابع الموجة φ(r) تابع الموجة لجسيم واحد.

ونظراً إلى دورية الكمون في المعادلة (1.4)، يمكن تصنيف تابع الموجة φ(r) وتقديمه بصيغة خاصة. ولإيجاد هذه الصيغة نستخدم المعامل $\hat{T}_d$ الذي يحقق بتطبيقه على شعاع الإحداثيات ما يلي:

$$\hat{T}_d r=r+d, \quad d=\sum_{j=1}^{3} n_j a_j \qquad (3.4)$$

بتطبيق هذا المعامل على تابع الموجة نجد أن التابع $\hat{T}_d\varphi(r)\equiv\varphi(r+d)$ هو حل أيضاً للمعادلة (2.4) من أجل نفس الطاقة E. لنفترض أن حالة الإلكترون الذي طاقته E غير متردية، حينئذ نستنتج أن تابعي الموجة φ(r) وφ(r+d) يمكن أن يختلفا فقط بمعامل ضربي c_d.

$$\psi(r+d)=C_d\psi(r). \qquad (4.4)$$

ومن شرط التنظيم:

$$\int\left|\psi(r+d)\right|^2 dr = 1 \qquad (5.4)$$

نصل إلى أن $\left|c_d\right|^2 = 1$. هنالك انسحابان d_1 وd_2 يؤديان إلى نفس النتيجة كانسحاب وحيد $d=d_1+d_2$ أي إن $c_{d1}c_{d2}=c_{d1+d2}$. ينتج أن c_d يمكن أن يمثل بصيغة أسية:

$$C_d = e^{ikd} = \exp\left(ik\sum_{j=1}^{3} n_j a_j\right), \qquad (6.4)$$

حيث k شعاع ثابت. وعليه، نحصل من المعادلة (4.4) على تابع الموجة بصيغة بلوخ Bloch:

$$\psi(r) = e^{-ikd}\psi(r+d) = e^{ikr} u_k(r), \qquad (7.4)$$

حيث:

$$u_k(r+d') = u_k(r), \qquad d' = \sum_{j=1}^{3} n_j a_j. \qquad (8.4)$$

يمكننا التحقق من أن تابع بلوخ Bloch دوري (Bloch periodic function):

$$u_k(r+d') = u_k(r), \qquad d' = \sum_{j=1}^{3} n_j a_j.$$

وبالتالي يكون لتابع الموجة لجسيم واحد في كمون بلوري شكل الموجة المستوية المضروبة بتابع بلوخ بدورية الشبكة. ندعو الشعاع k شعاع الإلكترون في البلور. إن شعاع الموجة هذا أحد الأعداد الكمومية لحالات الإلكترون في البلور.

بتطبيق ما يعرف بشروط الدورية الحدية على البلور بعدد أدوار N_j على طول الاتجاه a_j:

$$\psi(r+N_j a_j) = \psi(r), \qquad N_j \to \infty, \qquad (9.4)$$

تشكّل القيم المسموحة الشبه مستمرة لشعاع k ما يعرف بمنطقة بريلوين الأولى Brillouin للبلور.

إنها مجرد حزم الطاقة التي سبق ودرسناها باستخدام اعتبارات وصفية بسيطة. ومن المهم أن يحدد تناظر البلور تناظر منطقة بريوين في الفضاء k.

لتكن الطاقة لجسيم واحد الموافقة لشعاع الموجة k: E=E(k). إذا تغير شعاع الموجة خلال منطقة بريلوين، نحصل على حزمة طاقة مستمرة؛ أي حزمة طاقة إلكترون. من أجل k ثابتة، يكون لمعادلة شرودنغر (2.4) عدد من الحلول بصيغة بلوخ:

$$ka_j N_j = 2\pi n_j \qquad n_j = 1,2,3,..., N_j. \tag{10.4}$$

$$\psi_{\alpha,k}(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ikr} u_{\alpha,k}, \tag{11.4}$$

حيث تمثل k دليل هذه الحلول وبالتالي حزم الطاقة. وبفضل دورية البلور يمكن حساب تابع بلوخ ضمن خلية أولية واحدة. في المعادلة 4.11، نقوم بتنظيم (تطبيع) تابع الموجة $\varphi_{d,k}$ من أجل حجم بلور V=NV$_0$، حيث: $N = N_1 \times N_2 \times N_3$ عدد خلايا البلور الابتدائية وV_0 حجمها، ومن علاقة تنظيم تابع الموجة φ(r) نحصل على:

$$\frac{1}{V_0} \int_{V_0} \left| u_{\alpha,k} \right|^2 dr = 1, \tag{12.4}$$

حيث يجري حساب التكامل على الخلية الابتدائية، تسمح هذه العلاقة بتقدير رتبة قيمة $u_{x,k}$ بحيث $\left| u_{x,k} \right| \approx 1$. وبالتالي فقد بيّنا عبر هذا التحليل خاصة بالغة الأهمية للإلكترونات في الأجسام الصلبة البلورية: بالرغم من التفاعل المتبادل للإلكترون مع الذرات باقي الإلكترونات، يتصرف الإلكترون في الشبكة المثالية كأنه إلكترون حر. يمكن تحديد الإلكترون بشعاع موجة k، وبالتالي فهو يمتلك كمية الحركة $\hbar k$. بدراسة الظواهر ذات الأبعاد المكانية التي تفوق المسافات بين الذرات (الشوارد) في الخلية الابتدائية، يمكننا حذف تابع بلوخ $u_{x,k}$ ووصف الإلكترونات بتابع موجة على شكل موجة مستوية $\psi_k(r) = A\exp(ikr)$، كما هي الحالة للجسيم الحر. يتغير تابع الموجة، على كل حال، داخل منطقة بريلوين بطريقة خاصة بكل بلور، ويختلف تبعثر الطاقة $E = E_\alpha(k)$ عن طاقة الإلكترون الحر بشكل ملموس.

الثقوب

تبعاً للمناقشة التي أعطيناها في الفقرة 2.4، فإن بعض حزم الطاقة مليئة بالكامل، في حين إن بعضها الآخر فارغة تقريباً. وفي حالتنا، هنالك حزمتان مهمتان: الطبقة العليا الممتلئة والطبقة الدنيا الفارغة. وهي تدعى حزمة التكافؤ $E_v(k)$ والنقل $E_c(k)$ على التوالي.

تكمن إحدى طرق رفع الإلكترون إلى حزمة النقل في نقل الإلكترون من حزمة التكافؤ إلى حزمة النقل. وعليه من المفيد لدى تحليل حزمة التكافؤ، أن نتبنى مفهوم الثقب كشبه جسيم. أي إننا نطلق اسم ثقب على غياب إلكترون من حزمة التكافؤ. يمكننا تقديم أشباه الجسيمات هذه ووصفها على أساس اعتبارات بسيطة. إذا كانت حزمة التكافؤ ممتلئة، فإن شعاع الموجة لجميع الإلكترونات في حزمة التكافؤ يساوي الصفر:

$$k_v = \sum_i k_i = 0, \qquad (13.4)$$

حيث يأخذ المجموع بعين الاعتبار كل حالات التكافؤ المشغولة. لنفترض أن واحداً من الإلكترونات بشعاع موجة k_e قد أزيل من حزمة التكافؤ. يصبح شعاع الموجة الإجمالي لإلكترونات التكافؤ:

$$k_v = \sum_i k_i = -k_e. \qquad (14.4)$$

من ناحية ثانية، فإن إزالة هذا الإلكترون يكافئ توليد ثقب في حزمة النقل. يمكننا إسناد شعاع الموجة في العلاقة (14.4) إلى هذا الثقب $k_h=-k_e$. حينئذ، تتناقص طاقة إلكترونات التكافؤ بمقدار $E_v(k_e)$، وعليه يمكننا أيضاً إسناد الطاقة $E_h(k_h)=-E_v(k_e)$ إلى هذا الثقب. إذا كانت حزمة الطاقة متناظرة أي $E_v(k)=E_v(-k)$، يمكننا كتابة طاقة الثقب:

$$E_h(k_h) = -E_v(k_e) = -E_v(-k_e) = -E_v(k_h) \qquad (15.4)$$

وبهذا يمكننا تمييز الثقب بشعاع موجة k_h، وطاقة $E_h(k_h)$ واعتباره شبه جسيم يتولّد عندما يزال الإلكترون من حزمة التكافؤ. تزداد في حزمة النقل طاقة الإلكترون $E_c(k)$ بزيادة الشعاع k. وعلى النقيض، تتناقص طاقة الإلكترون في حزمة التكافؤ $E_v(k)$ بازدياد الشعاع k وذلك في جوار القيمة الكبرى للطاقة. وتدل المعادلة (15.4) بأن طاقة

الثقب تزداد مع شعاع موجة الثقب k_h، أي إن الثقب يتصرف كجسيم عادي. يمكننا إذاً أن نقدم سرعة الثقب $v_h = \frac{\partial E_h(k_h)}{\partial k_h}$، ومن ثم أن نستخدم قوانين نيوتن... يجعل غياب شحنة ابتدائية موجبة أمراً ممكناً، وعليه نقول **إن الثقب يحمل شحنة كهربائية موجبة.**

من المفيد أن نؤكد أن التشابه بين الثقوب والإلكترونات ليس كاملاً: توجد الثقوب كأشباه جسيمات في البلورات فقط في حين إن الإلكترونات توجد أيضاً في الأوساط الفيزيائية الأخرى وكذلك في الفراغ.

تناظر البلورات وخواص أطياف الإلكترون

إن علاقات بعثرة الطاقة $E_\alpha(k)$ معقدة، ويمكن الحصول عليها عددياً في إطار الطرق التقريبية. ولحسن الحظ فإن منطقة بريوين تمتلك تناظراً يعكس مباشرة تناظر خلية الوحدة في البلور في الإحداثيات الفراغية. إذا جرى مقابلة بلور بذاته نتيجة تحويلات على شكل دوران حول المحاور البلورية والانعكاسات، يمكننا أن نتحدث عن تناظر نقطي (point symmetry) لاتجاهات البلور. يولّد هذا التناظر في منطقة برليوين (Brillouin zone) نقاطاً عديدة ذات تناظر عالٍ بالنظر إلى التحويلات في الفضاء k. تتطابق النهايات الحدية لبعثرة الطاقة $E_x(k)$ مع هذه النقاط عالية التناظر.

$$\left(\frac{1}{m^*}\right)_{ij} = \begin{pmatrix} m_{xx}^{-1} & m_{xy}^{-1} & m_{xz}^{-1} \\ m_{yx}^{-1} & m_{yy}^{-1} & m_{yz}^{-1} \\ m_{zx}^{-1} & m_{zy}^{-1} & m_{zz}^{-1} \end{pmatrix} \qquad (16.4)$$

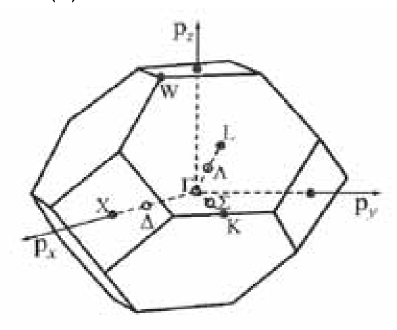
حيث تمثل i,j الإحداثيات x وy وz.

وبالتالي، ونظراً إلى التناظر البلور، تختزل مسألة إيجاد طيف طاقة الإلكترون $E_\alpha(k)$ إلى الخطوات التالية :

(أ) تحديد النقاط العالية التناظر k من منطقة بريوين.

(ب) حساب مواضع النهايات الحدية للطاقة.

(ج) تحليل الكتل الفعالة والمعاملات الأخرى لنشر $E_\alpha(k)$ عند النهايات الحدية.



الشكل 9.4: منطقة بريلوين الأولى لبلور مكعب. تبدو النقاط العالية التناظر Γ، L، X

إن بنية وتناظر منطقة بريلوين لبلورات مكعبة من المجموعة IV من أنصاف النواقل والمركبات III–V متشابهة كثيراً. يبدي الشكل 9.4 منطقة بريوين لأنصاف النواقل هذه. قمنا بتمثيل نقاط التناظر في الشكل 9.4 وكذلك في الجدول 3.4. ونتيجة لتناظر البلور فإن للعديد من النقاط التناظرَ نفسه. يذكر الجدول 3.4 حالات تردي نقاط التناظر هذه. وتكون للنقاط Γ، Δ، X، L أهمية مركزية بوجه خاص. إنها تعطي مواضع النهايات الحدية لطاقة الإلكترون في مركبات III–V و Ge و Si.

الجدول 3.4: نقاط التناظر في أنصاف نواقل المجموعة الرابعة IV والمركبات III–V

نقطة التناظر	مكان النهاية العظمى في الفضاء k	التردي
Γ	0	1
L	$\pm(\pi/\alpha)[111]$, $\pm(\pi/\alpha)[\bar{1}11]$, $\pm(\pi/\alpha)[1\bar{1}1]$, $\pm(\pi/\alpha)[11\bar{1}]$,	4
Δ	$\pm\gamma(2\pi/\alpha)[100]$, $\pm\gamma(2\pi/\alpha)[010]$, $\pm\gamma(2\pi/\alpha)[001]$, $|\gamma| < 1$	6
X	$\pm(2\pi/\alpha)[100]$, $\pm(2\pi/\alpha)[010]$, $\pm(2\pi/\alpha)[001]$,	3

يظهر الشكل 10.4 بنى الحزم للــGaAs وSi. يظهر أيضاً بتبعثر القوى على طول اتجاهي تناظر لأشعة الموجة [111] (من أجل Γ وL) و[100] (من أجل Γ وX). في كل حالة يكون E مساوياً للصفر عند قمة حزمة التكافؤ العليا، وهي عند النقطة Γ من

أجل كلتا هاتين المادتين. وبما أن الإلكترونات تسعى إلى التواجد عند النهايات الصغرى للطاقة، يمكننا اعتبار أن الإلكترونات موجودة داخل المناطق المبنية من الفضاء k. تدعى هذه المواقع عادة بوديان الطاقة أو اختصاراً "الوديان". وتدعى المواد التي لها وديان كثيرة بـــ "عديدة الوديان" (الوادي Γ). في حالة السيليكون Si هنالك ستة وديان تتوافق مع تدهور النقاط Δ.

من المفيد أن نؤكد أن نقاط تناظر أخرى يمكن أن تلعب دوراً مهماً في الإجرائيات التي تحدث بعيداً عن التوازن. تفصل حزمة التكافؤ العليا وحزمة النقل لدينا ما يعرف بفجوات الطاقة Eg. دعونا نؤجل دراسة حزم التكافؤ، ونركز على حزم النقل. لحزم النقل بنى مختلفة من أجل مجموعات المواد المدروسة في هذه الفقرة. الفرق الأساسي يكمن في أنه من أجل Si وGe تتواجد النهايات الصغرى عند النقاط Δ وL على التوالي في حين إن هنالك نهاية صغرى وجيدة فقط من أجل معظم المركبات III–V وهي موجودة عند النقطة Γ.

إن الفارق ليس كمياً فقط، بل هو نوعي ويؤدي إلى سلسلة من النتائج الهامة في سلوك الإلكترون، وكما سبق وناقشنا، يمكن خلال النقاط Γ، Δ، X، L تمديد منحنيات بعثرة الإلكترون $E_x(k)$ في سلاسل بالنسبة إلى المشتقات من النهايات الصغرى k_β:

$$E_\alpha(k) = E(k_\beta) + \frac{1}{2}\left(\frac{\hbar^2}{m_\beta^*}\right)_{ij}(k_i - k_{i,\beta})(k_j - k_{j,\beta}) \quad (17.4)$$

لدينا أبسط حالة من أجل النقطة Γ وهي حالة الكتلة الفعلية اللامتناحية *m:

$$\left(\frac{1}{m_\Gamma^*}\right)_{ij} = \frac{1}{m^*}\delta_{ij}. \quad (18.4)$$

ويكون لمقلوب وتر الكتلة الفعلية في الوديان Δ ,L, X، مركبتان مستقلتان توافقان الكتلة الطولية m_l والعرضية m_t. في حالة السيليكون Si مثلاً، وفي نظام إحداثيات فيه المحور z على طول المحور حيث يقع الوادي Δ المدروس والمحوران الباقيان عموديان على الأول، يمكننا أن نكتب:

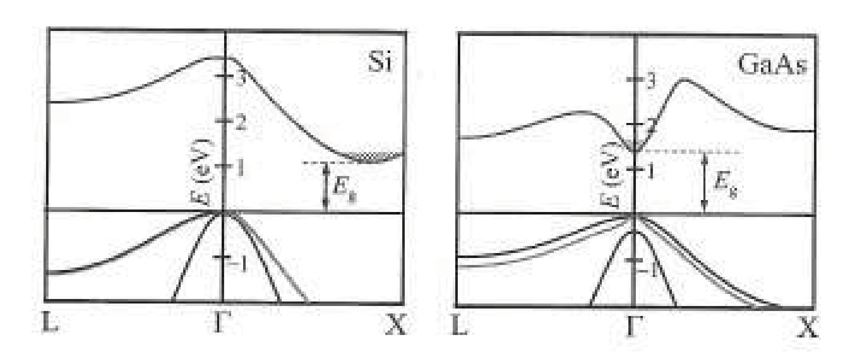
$$\left(\frac{1}{m^*}\right)_{ij} = \begin{pmatrix} m_t^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & m_t^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & m_l^{-1} \end{pmatrix}, \qquad (19.4)$$

حيث m_l وm_t الكتلتان، الطولية والعرضية على التوالي. يمثل الجدول 4.4 معاملات الطاقة لأنصاف نواقل المجموعة الرابعة IV: S وGe. يدل التردي الوارد في الجدول 4.4 على وجود ستة وديان طاقة مكافئة للسيليكون Si وأربعة للجرمانيوم Ge. وبحسب الشكل 9.4 تقع النقاط L عند حواف منطقة بريوين، أي إن نصف كل وادي طاقة يقع داخل منطقة بريوين الأولى. وهذا يختزل العدد الفعلي للوديان إلى أربعة. يظهر الجدول 4.4 فجوات الطاقة Eg وكتلتي الإلكترون الطولية m_l والعرضية m_t.

تحدث حالات مختلفة لمركبات مختلفة III–V: إن بعض المركبات III–V بلورات ذات فجوة مباشرة، وأخرى مواد غير مباشرة. وعليه فإن حافة حزمة النقل لهذه المواد يمكن أن توجد عند النقطة Γ، أو عند النقطة L أو عند النقطة X. يظهر في الجدول 5.4 معاملات حزم الطاقة لمجموعات ثلاث من المركبات III–V، وقد ذكرنا الطبيعة المباشرة وغير المباشرة للبلورات.

سندرس الآن حزم التكافؤ. إن بنيتها أكثر تعقيداً. وأنصاف النواقل من المجموعة الرابعة IV المركبات III–V قمة حزم التكافؤ عند k=0 تملك تدهوراً عالياً.

أي إن للعديد من حزم التكافؤ نفس الطاقة عند هذه النقطة حديث التردي، لأن هذه الحزم تبدأ من ارتباط ثلاث مدارات p من الذرات التي تكون البلورات. وعليه إذا أهملنا التفاعل المتبادل بين اللف للإلكترونات وحركتها (وهو ما يعرف بالتأثير المتبادل لف– مدار)، نحصل على ثلاث حزم تكافؤ متدهورة، وكل منها مضاعف التردي أيضاً نتيجة للف الإلكترون. في الحقيقة يؤدي التفاعل المضاعف لف– مدار إلى انقسام في هذه الحالات المتدهورة ذات الست طيات. عند k=0 تنقسم إلى (i) حالات رباعية بتردي يساوي 4 و(ii) حالات مضاعفة بتدهور يساوي 2. هذا الانقسام في حزم التكافؤ Δ_{so} عند k=0 ممثل في الشكل 10.4.



الشكل 10.4 بنى الحزم للسيليكون Si وGaAs: تبلغ الفجوة لـSi Eg=1.12eV وللـGaAs تبلغ الفجوة Eg=1.42eV

الجدول 4.4: معاملات طاقة الحزمة للسيليكون والجرمانيوم

المجموعة IV	Ge	Si
نوع فجوة الحزم	غير مباشرة	غير مباشرة
النهايات الصغرى	النقاط L	النقاط Δ
التردي	4	6
E_g (eV)	0.664	1.12
الإلكترونات		
m_l/m_0	1.64	0.98
m_t/m_0	0.082	0.19
الثقوب		
m_{hh}/m_0	0.44	0.50
m_{lh}/m_0	0.28	0.16
Δ_{so} (eV)	0.29	0.044

أحياناً ندعو حزمة التكافؤ الدنيا بحزمة التكافؤ المنقسمة. يقود التفاعل المتبادل لف– مدار إلى انقسام إضافي لحزمة التكافؤ العليا إلى فرعين (من أجل k منتهية). يدعيان حزمة الثقب الثقيل وحزمة الثقب الخفيف. ونسمي المعاملين المميزين لهاتين الحزمتين بكتلة الثقب الثقيل m_{hh} وكتلة الثقب الخفيف m_{lh}. ويمثل الجدولان 4.4 و5.4 هذه القيمة إضافة للمسافة إلى الحزمة المنقسمة Δ_{so} للسيليكون Si والجرمانيوم Ge وبعض المركبات III–V.

الجدول 5.4: معاملات طاقة الحزمة للمركبات III–V من عائلة As

المجموعة III-V	AlAs	GaAs	InAs
نوع فجوة الحزم	غير مباشرة	مباشرة	مباشرة
النهايات الصغرى	النقاط X	النقطة Γ	النقطة Γ
(eV) E_g	2.16	1.42	0.354
الإلكترونات			
m^*/m_0	0.124	0.067	0.025
الثقوب			
m_{hh}/m_0	0.50	0.50	0.41
m_{lh}/m_0	0.26	0.07	0.26
Δ_{so} (eV)	0.28	0.34	0.38

بالرغم من التعقيد النسبي للصورة التي قدمناها لحزم الطاقة، فإن وصف خصائص الإلكترون بعبارة أشباه الجسيمات من إلكترون وثقب وباستخدام ارتباطات Ex(k) أسهل بكثير من العمل مع العدد الكبير للإلكترونات في البلور ($N=10^{23} Cm^{-3}$).

أنصاف النواقل ذات فجوة الحزم المباشرة وغير المباشرة

يتعلق أهم الاستنتاجات من صورة حزم الطاقة التي رسمناها أعلاه بالخواص البصرية للبلورات.

وجدنا في الفقرة 4.2، بحسب ماكس بلانك وألبرت أينشتاين، أنه يمكن اعتبار الانبعاث الكهرومغنطيسي (الضوء) كتدفق فوتونات بطاقة وكمية حركية معطاة بالعلاقتين 39.2 و40.2.

يمكن تفسير امتصاص وإصدار الضوء كامتصاص وإصدار أجزاء متقطعة من الضوء أو فوتونات بطاقة وكمية حركة محددة. لنطبق هذه النتائج على التأثير المتبادل بلور– ضوء. عند امتصاص أو إصدار فوتون في بلور، يمكن أن ينتقل إلكترون بين حزم التكافؤ والنقل. من أجل تردد معطى للضوء ω، يكون هذا الانتقال ممكناً إذا جرى احترام قانوني الطاقة وكمية الحركة:

$$E_C(k_1)-E_V(k_2)=\hbar\omega,$$
$$k_1-k_2=\pm q,$$

حيث يمثل k_1 وk_2 شعاعي الموجه (wave vectors) للإلكترونات المساهمة في انتقال الضوء ويمثل q شعاع موجة الفوتون. تمثل الإشارة +(−) إصدار الفوتون (امتصاص الفوتون). خلال كل منطقة الطيف الضوئي من الأشعة تحت الحمراء إلى الضوء فوق البنفسجي، تكون أطوال الموجة λ أكبر بكثير من أطوال الموجة لإلكترونات بروغلي، التي جرى تقديرها في الفصلين الثاني والثالث. وتكون أشعة موجة الفوتون $q = \frac{2\pi}{\lambda}$ بدورها أصغر بكثير من أشعة موجة الإلكترون $\left(|k_1|,|k_2| \rangle\rangle |q|\right)$. تختصر هذه الصفة المعادلات السابقة إلى:

$$k_1 \approx k_2 = k \qquad \text{and} \qquad E_C(k) - E_V(k) = \hbar\omega,$$

وبعبارة أخرى، تحافظ الإلكترونات التي تنتقل بين حزمتي النقل والتكافؤ أشعة موجتها تحت امتصاص وإصدار الضوء؛ أي أن أشعة موجة الإلكترونية تتغير بشكل طفيف. يمكن تفسير إجراءات التأثير المتبادل ضوء− بلور كتنقلات "عمودية" للإلكترونات بين الحزم، وذلك وفق مخطط الطاقة الشبيه بذلك الذي قدمناه في الشكل 10.4. وهنالك نتيجة أخرى تتبع هذا التحليل وهي أن انتقال الفوتونات بين الحزم ممكن فقط من أجل ضوء ذي كمات طاقة تتجاوز فجوة الحزم $\hbar\omega \geq E_g$. يؤدي هذا إلى أن نصف الناقل الصرف شفاف من أجل ضوء يحقق $E_g > \hbar\omega$ ($\lambda > \frac{2\pi c\hbar}{E_g}$، حيث c سرعة الضوء في الخلاء). ويكون المدى الطيفي في جوار امتصاص إصدار الضوء مهماً جداً من أجل بعض التطبيقات الإلكترونية البصرية.

بضم هذا التحليل مع بنية الحزم التي سبق ودرسناها لمختلف المواد، يمكننا أن نرى أن الانتقالات الفوتونية التي يحرضها ضوء ذو طاقة قريبة من فجوة الحزمة، ممكنة في أنصاف النواقل التي تمتلك فيها حزمتا النقل والتكافؤ نهاية صغرى ونهاية عظمى على التوالي وذلك من أجل نفس النقطة Γ.

فعلى سبيل المثال، يمكن نقل في GaAs الإلكترون من حزمة التكافؤ إلى حزمة النقل مباشرة، وبدون تغير كمية الحركة، ندعو البلورات من هذا النمط أنصاف نواقل ذات فجوة حزم مباشرة.

وخلاف ذلك حالة Si وGe، حيث يتطلب نقل إلكترون من حزمة التكافؤ إلى حزمة النقل ليس فقط إضافة كمية طاقة أكبر من فرق الطاقة الأدنى بين حزمتي النقل والتكافؤ لتحريض الإلكترون، بل أن نغير كمية مراتبه بمقدار كبير (من رتبة منطقة بريلوين). ندعو هذا النصف الناقل، نصف ناقل ذا فجوة حزم غير مباشرة.

وخلاصة القول، تحدد بنية الحزم لمادة نصف ناقلة المواصفات الكهربائية والبصرية. إن تناول الإلكترونات باستخدام الضوء، أي توابع الإلكترونية البصرية، أسهل في حالات أنصاف النواقل ذات فجوة الحزمة المباشرة مثل GaAs. بخلاف السيليكون وغيره من مواد المجموعة IV التي تكون غير فعّالة ضوئياً بشكل نسبي. تتغير الحالة في السلم النانوي لبنى Si و SiGe حيث لايبقى قانون انحفاظ كمية الحركة ساري المفعول بالكامل.

بنى الحزم لخلائط أنصاف النواقل

كما سبق وأكدنا في المناقشات السابقة، فإن بنية حزم الطاقة لنصف ناقل ما تحدد خواصه الكهربائية والضوئية. وتجعل بنية حزم الطاقة الثابتة لأنصاف النواقل الموجودة في الطبيعة تطبيقاتها محدودة. ومثال ذلك Ge و Si أحاديا الذرة و GaAs ثنائي الذرة. ويعتبر الخلط بين نصفي ناقل أو أكثر أحد أكثر الأدوات فعالية في تغيير بنية حزم الطاقة. وتظهر بعض الخلائط بنىً بلورية منظمة بشكل جيد. وبالرغم من أن الخليط يمتلك دائماً عدم تنظيم في الذرات المكونة، تسهل التقانات المعاصرة التحكم الجزئي في عدم الانتظام هذا وتنتج بلورات عالية الجودة. يمكن تفسير خواص مواد كهذه بعبارة بلورات دورية قريبة من المثالية.

لنأخذ خليطاً مكوناً من مركبتين: A بنسبة **x** 1 و B بنسبة (**x** − 1). إذا كان لـــ A وB شبكتان بلوريتان متشابهتان، يمكننا أن نتوقع أن يكون للخليط A_xB_{1-x} نفس البنية البلورية بثابت شبكة a_c معطى بتركيب ثابتي للمادتين A وهو a_A و B وهو a_B. وتقود أبسط التركيبات الخطية إلى المعادلة (قانون فرغارد Vergard)

$$a_c = a_A x + a_B (1-x) \quad (20.4)$$

وعندئذ يمكن تمديد تحليل التناظر إلى هذه الأنواع من الخلائط. ويؤدي هذا إلى خواص التناظر لحزم الطاقة التي سبق وناقشناها من أجل خلائط SiGe والمركبات III–V.

وبما أن بنى الحزم متشابهة يمكن تحديد معاملات الخليط كتوابع للنسبة وغالباً ما ندعو هذا التقريب "بتقريب البلور الافتراضي". فعلى سبيل المثال، يمكن تمثيل فجوة حزم الطاقة لخليط بالعلاقة $Eg^{Alloy}=Eg(x)$. ويعطي الجدول 6.4 علاقات التقريب لخلائط III–V.

وهي توافق فجوات الحزم Eg عند النقاط Γ.

الجدول 6.4: فجوات الحزم للخلائط III–V

السبيكة	E_g (eV)
$Al_xGa_{1-x}As$	$1.42 + 1.247x$
$Al_xIn_{1-x}As$	$0.360 + 2.012x + 0.698x^2$
$Ga_xIn_{1-x}As$	$0.360 + 1.064x$
$Ga_xIn_{1-x}Sb$	$0.172 + 0.139x + 0.415x^2$
$Al_xGa_{1-x}Sb$	$0.726 + 1.129x + 0.368x^2$
$Al_xIn_{1-x}Sb$	$0.172 + 1.621x + 0.430x^2$

وعندما تتغير تركيبة الخليط تتغير البنية الداخلية لحزم الطاقة بشكل كبير. وفي حالة الخلائط $AL_xGa_{1-x}As$ تستبدل الطاقة الدنيا لحزمة النقل Γ للـــ GaAs بالنهايات الصغرى الست X للـــ AlAs عندما تزداد قيمة x. في الحقيقة من أجل التركيب $x=0.4$ يتحول الخليط من مادة ذات فجوة حزم مباشرة إلى مادة ذات فجوة حزم غير مباشرة.

ويبيّن الجدول 7.4 ارتباط الكتل الفعالة بـــ x من أجل نهايات طاقات الإلكترون الصغرى، وكذلك من أجل الثقوب الثقيلة والخفيفة لـــ $AL_xGa_{1-x}As$.

الجدول 7.4: الكتل الفعالة للخليط $AL_xGa_{1-x}As$

نوع النهاية الصغرى	الكتلة الفعالة m_α^*/m_0
النقطة Γ	$0.067 + 0.083x$
النهايات الصغرى X	$0.32 - 0.06x$
النهايات الصغرى L	$0.11 + 0.03x$
الثقب الثقيل	$0.62 + 0.14x$
الثقب الخفيف	$0.087 + 0.063x$

وتعطينا الإمكانيات المجربة لتصنيع مواد عالية الجودة مختلفة أداة ممتازة لتغيير الخواص الأساسية للمواد.

5.4 أنصاف النواقل الهجينة البنية

يمكن الحصول على المزيد من التغيير لخواص المواد باستخدام البنى المتباينة. إن البنى المتباينة بنى يكون فيها اثنان أو أكثر من الفواصل البينية الحادة عند الحدود بين مناطق المواد المختلفة. يمكننا باستخدام الطرق الحديثة في تنمية المواد، أن ننمي بنى بمناطق انتقالية بين المواد المتجاورة بسماكة طبقة واحدة أو طبقتين من الذرات الأحادية.

انزياحات الحزم في الوصلات الهجينة

لنأخذ وصلة بين مادتين نصف ناقلتين مختلفتين، تولد تغييراً حاداً في فجوة الطاقة، وكذلك في طاقات حزمتي النقل والتكافؤ. تؤدي هذه التغيرات إلى درجات من انزياح الحزم.

ولفهم الخواص الجديدة التي يسبّبها تغير الطاقة الحاد في بنية حزم الطاقة، نحتاج إلى تغيير مقاربتنا في المقاطع السابقة حيث قمنا بتحليل بنى الطاقة بعبارة التوضع النسبي للحزم في كل من نصفي الناقلين، عند دراسة حزم الطاقة لأنصاف النواقل. وفي هذه المقاربة، لم تكن قيمة الطاقة المطلقة مهمة وجرى اعتبار المواضع النسبية للحزم فقط. وعلى كل حال، إذا جمعنا مادتين مختلفتين، تصبح القيم المطلقة للطاقة بالغة الأهمية.

وهناك طريقة بسيطة لمقارنة حزم الطاقة بمواد مختلفة. لندخل هنا مفهوم "مستوى الفراغ" لطاقة الإلكترون الذي ينطبق مع طاقة الإلكترون "خارج" المادة. من الواضح أن يكون لمستوى الفراغ نفس القيمة من أجل أي مادة. يمكننا تحديد موضع الطاقة المطلق لأسفل حزمة النقل بالنسبة إلى هذا المستوى، كما يوضح الشكل 11.4. ندعو مسافة الطاقة بين أسفل حزمة النقل ومستوى الفراغ X بألفة الإلكترون. بعبارة أخرى، تمثل ألفة الإلكترون كمية الطاقة اللازمة لإزالة الإلكترون من أسفل حزمة النقل إلى خارج المادة، أي إلى مستوى الفراغ. وعليه، إذا عرفنا ألفة الإلكترون لمواد مختلفة، فإننا سنعرف قيم أسفل حزم النقل بالنسبة إلى بعضها بعضها.

بهذا التعريف، يمكننا حساب الانقطاع في حزمة النقل عند الوصلة الهجينة الحادة لمادتين A و B:

$$\Delta E_C = E_{C,B} - E_{C,A} = x_A - x_B \qquad (21.4)$$

حيث تمثل $x_{A,B}$ ألفة الإلكترون للمادتين A و B. وبطريقة مشابهة، يمكننا حساب الانقطاع في حزمة التكافؤ لنفس الوصلة الهجينة:

$$\Delta E_v = E_{v,B} - E_{v,A} = x_B - x_A + \Delta E_g \qquad (22.4)$$

حيث تمثل $\Delta E_g = \Delta E_{g,B} - \Delta E_{g,A}$ انقطاع فجوة حزم الوصلة الهجينة مع كون $\Delta E_{g,A}$ و $\Delta E_{g,B}$ يمثلان فجوتي الحزمة للمادتين A و B على التوالي. وعليه، إذا أمكن تطبيق هذه المقاربة البسيطة المعينة على قاعدة ألفة الإلكترون، يمكننا حساب انزياحات الحزم لوصلة هجينة مثالية. أضف إلى ذلك، أنه إذا حققت ثلاث مواد C,B,A هذه القاعدة تكون خاصة "التعدي" التالية محققة:

$$\Delta E_v(A/B) + \Delta E_v(B/C) + \Delta E_v(C/A) = 0$$

حيث تمثل $\Delta E_v(A/B)$ انقطاع حزمة التكافؤ عند الفاصل A/B. ومن الممكن إذاً حساب انزياح الحزمة من أجل أحد الوصلات الثلاث إذا كانت معاملات اثنتين منها معلومة.

ولسوء الحظ تسقط هذه القاعدة من أجل العديد من أزواج أنصاف النواقل. ويتمثل أحد أسباب هذا السقوط في الصفة المغايرة للروابط الكيميائية في المواد المتلاصقة. إن تشكل روابط كيميائية لوصلة هجينة كهذه يؤدي إلى نقل الشحنات عبر الوصلة وإعادة تشكيل حزم الطاقة الناجم عن ذلك الأمر الذي يقود إلى سقوط قاعدة ألفة الإلكترون.

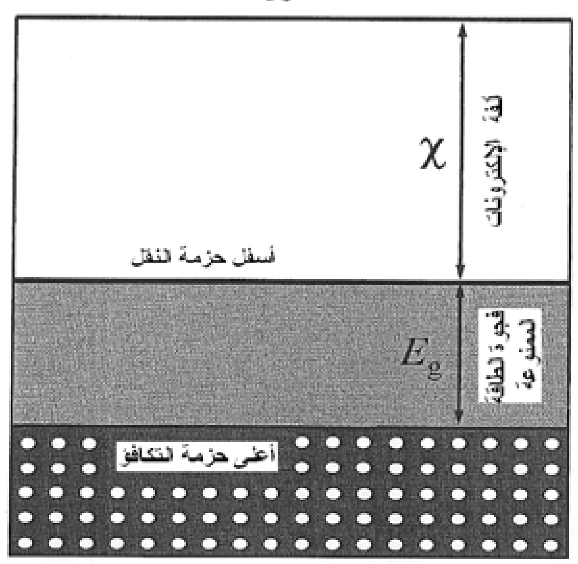
يمكن أن تتعلق انزياحات الحزمة في الوصلات الهجينة الحقيقية بنوعية الفاصل، وبشروط النمو....الخ.

بربط قيم مختلفة لألفة الإلكترون وفجوة حزم الطاقة، يمكننا التنبؤ باصطفافات الحزم المختلفة عند الفاصل بين المواد النصف الناقلة. يمثل الشكل 12.4 ثلاث إمكانيات لانقطاع الحزم. إن الاصطفاف الأكثر انتشاراً هو من نمط "التباعد" الممثل بالشكل 12.4(أ) مع انزياحات حزمة التكافؤ والنقل من إشارتين مختلفتين، وتقع حالات حزمة النقل الدنيا في نفس جزء البنية لحالات حزمة التكافؤ العليا. ندعو هذه الحالة بالبنية الهجينة من النمط I. وينتمي نظام الوصلة الهجينة الأكثر دراسة، وهو:

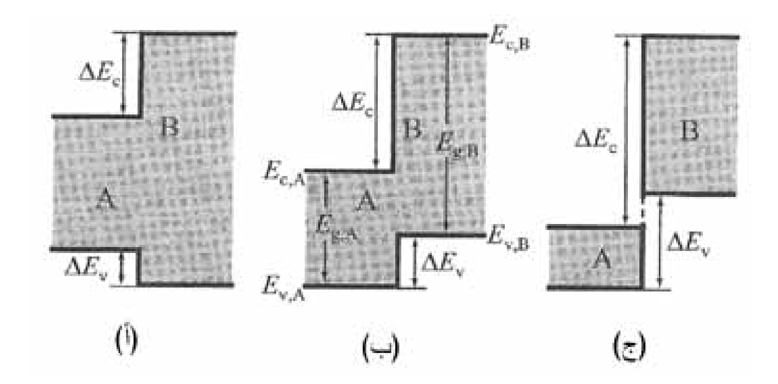
$GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ إلى هذا النوع مع $x<0.4$

يبين الشكل التالي 12.4 (ب) بنية متباينة حيث تقع أقل أخفض حزمة نقل على إحدى الجهتين وأعلى أكبر حزمة تكافؤ على الجانب الآخر مع فاصل طاقة بين الاثنين أقل من أخفض كلتا فجوتي حزمة الركيزة. تمثل هذه الحالة بنية متباينة من النمط II. ويكون التركيب $AlAs/Al_xGa_{1-x}As$ حيث $x>0$ من هذا النوع.

يظهر الشكل 12.4 (ج) اصطفاف فجوة مكسورة حيث يكون أسفل حزمة النقل في جهة واحدة أخفض من قمة حزمة التكافؤ على الجهة الثانية. ومثال هذه الاصطفاف المركب InAs/GaSb مع انكسار في الفجوة الممنوعة عند الفاصل من رتبة 150 meV.



الشكل 11.4: يمثل هذا المخطط ألفة الإلكترون ومستوى الفراغ في بلور



الشكل 12.4: ثلاث أنماط من الفواصل: النمط I (أ)، النمط II (ب)، واصطفاف فجوة مكسورة (ج) فجوات حزم الطاقة للمادتين A وB ممثلة في (ب)

أنصاف النواقل المدرجة

غالباً ما نستخدم أنصاف النواقل المدرجة عوضاً عن الفواصل الهجينة الحادة. ولشرح هذه الفكرة، نأخذ أولاً قطعة متجانسة من نصف ناقل، ولتكن قطعة من السيليكون المشاب بشكل منتظم، ولكن مع تطبيق حقل كهربائي. يبدو حينئذ مخطط الحزمة كالشكل 13.4(أ) وهو ممثل ببساطة كخطين متوازيين مائلين يوافقان حواف حزمتي النقل

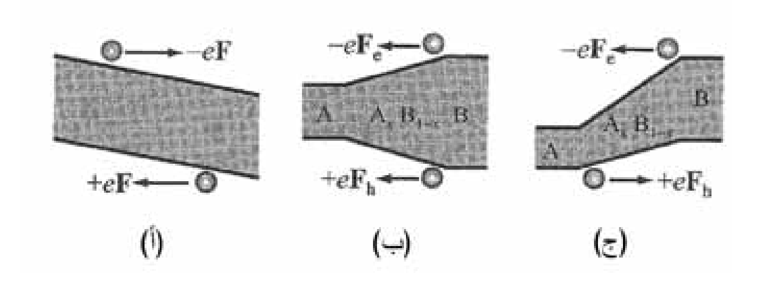
والتكافؤ. والفاصل بين الخطين هو فجوة حزم الطاقة لنصف الناقل ويكون الميل لحافتي الحزمتين مساوياً جداء الشحنة البدائية e بالحقل الكهربائي F.

عندما يوضع إلكترون أو ثقب في هذه البنية، تؤثر قوة $-eF$ في الإلكترون وقوة $+eF$ في الثقب، وتكون القوتان متساويتي الطويلة وبجهتين متعاكستين.

يظهر ميل حافتي حزمتي النقل والتكافؤ في حالة الانتقال المدرج من مادة إلى أخرى. وتوافق الانتقالات المدرجة من فجوة حزم ضيقة إلى فجوة حزم عريضة الوصلات الهجينة الحادة (الشكل 12.4 (أ) والشكل 12.4 (ب)) وهي ممثلة في الشكل 13.4 (ب) والشكل 13.4 (ج).

هنالك، بوضوح، حقل كهربائي ضمني يؤثر في الإلكترونات والثقوب في الشكلين 13.4 (ب) و13.4 (ج) يسمى هذا الحقل شبه كهربائي. ولايوجد حقل شبه كهربائي في البلورات المتجانسة، ولذا يمكن استخدام البنى المتباينة المدرجة في الأدوات الجديدة التي تتطلب وجود حقل كهربائي ضمني.

والمركبات $Al_xGa_{1-x}As$ و$Si_x\ Ge_{1-x}$ أمثلة على المواد المستخدمة في الأدوات ذات البنى المتباينة المدرجة، حيث تتغير قيمة x في جهة النمو. تعطي البنى المدرجة وشبه الحقل الكهربائي المرافق درجة جديدة لمصمم الأدوات، وتسمح له بالحصول على آثار مستحيلة التحقيق باستخدام الحقول الكهربائية الخارجية (أو الحقيقية) فقط.



الشكل 13.4: (أ) يجرف الحقل الكهربائي الخارجي F حزمتي النقل والتكافؤ لنصف ناقل. تكون القوتان $-ef$ و $+ef$ متساويتين في المطال وفي جهتين متعاكستين. (ب) نفس الجهة للقوتين $-ef_e$ و $+ef_h$ على الإلكترونات والثقوب يولدهما حقل نقل شبه كهربائي في حزمة النقل F_e وفي حزمة التكافؤ F_h. (ج) القوتان $-ef_e$ و $+ef_h$ بجهتين متعاكستين للإلكترونات والثقوب

6.4 البنى المتباينة ذات الشبكة المتطابقة والشبه المتماثلة

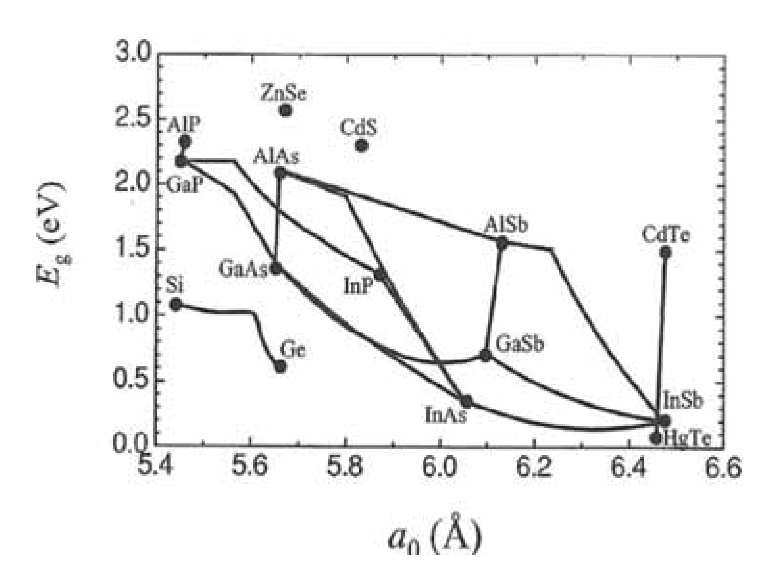
سندرس الآن بعض المسائل الأساسية التي تظهر في صناعة البنى المتباينة. يمكننا بشكل عام، أن ننمي أي طبقة على أي مادة أخرى تقريباً. ولكن أثناء التطبيق العملي يمكن أن تتغير نوعية الفاصل للبنى المصنعة بهذا الشكل بصورة كبيرة. وحتى عند تصنيع بنية من مادتين من نفس المجموعة أو من مركبات من نفس العائلة، يمكن أن تكون المواد المصنعة مختلفة كثيراً عن مواد الركيزة الموافقة.

تعتمد نوعية المواد في جوار الفواصل الهجينة على نسبة ثوابت الشبكة للمادتين.

يقدم الجدول 8.4 ثوابت الشبكة لأنصاف نواقل من المجموعة IV ولمركبات نصف ناقلة III–V، وكل الحالات المذكورة تمثل بلورات مكعبة. يمكن إيجاد ثوابت الشبكة لبعض المواد الأخرى من الشكل 14.4. وتبعاً لتشابه البنية وثوابت الشبكة للمواد المركبة، يوجد بشكل رئيسي صفان مختلفان للفواصل الهجينة: المواد ذات الشبكة المتطابقة والمواد ذات الشبكة المختلفة. وقبل أن نحلل هذين الصفين سنلقي الضوء على عوامل أخرى تؤثر في نوعية وفائدة الفواصل الهجينة.

الجدول 8.4: ثوابت الشبكة لمواد نصف ناقلة مكعبة ($T=300^{o}k$)

ثابت الشبكة (Å)	نصف الناقل
3.0806	SiC
3.5668	C
5.4309	Si
5.4495	GaP
5.6419	GaAs
5.6461	Ge
5.6611	AlAs
5.8687	InP
6.0584	InAs



الشكل 14.4: فجوات حزم الطاقة بدرجة حرارة الغرفة Eg كتابع لثابت الشبكة a_0 من أجل مجموعة مركبات مختارة III–V و II–VI ومواد مختارة من المجموعة IV وخلائطها

تطابق التكافؤ

بما أنه لا يوجد قواعد صارمة لكيفية تحقيق مستوى نوعية ما للوصلات الهجينة، سندرس بضع حالات توضح المشاكل.

لو كان تطابق الشبكات العائق الوحيد، لكان نظام Ge/GaAs سيمثّل حلاً لنظام هجين مثالي لأنه، بحسب الجدول 8.4، سيسمح بتحقيق تشكيل من نصف نواقل المجموعة IV والمركبات III–V.

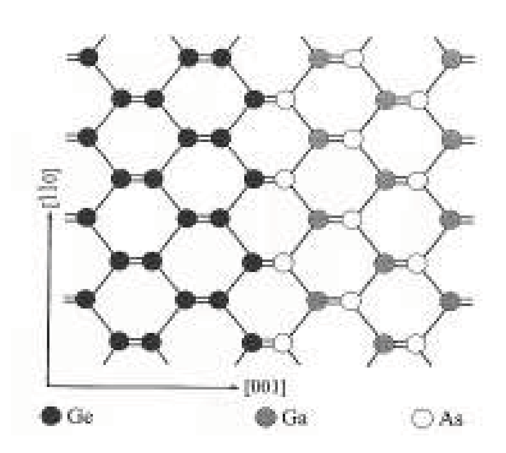
في الحقيقة، بالاعتماد على تطابق ثابت لشبكة فحسب، يبدو نظام Ge/GaAs أقوى المرشحين.

على كل حال، يبدو أن هناك مشكلة التوافق الكيميائي لهذه البنية الهجينة. الروابط المشتركة بين الجرمانيوم Ge من جهة والغاليوم Ga أو الزرنيخ As من جهة ثانية تتشكل مباشرة، ولكنها ما يمكن تسميته بروابط عدم توافق التكافؤ، بمعنى أن عدد

الإلكترونات التي تعطيها الذرات لا يساوي العدد القانوني الذي هو إلكترونان لكل رابطة مشتركة (covalent bond).

وعليه فإن الروابط ذاتها ليست حيادية كهربائياً، لنأخذ فاصلاً افتراضياً مثالياً بتوجيه (001) بين Ge وGaAs حيث تكون Ge إلى يسار المستوي الرياضي (mathematical plane) وGaAs إلى اليمين، كما هو مبين في الشكل (15.4). وفي GaAs تقدم ذرة As خمسة إلكترونات (معطية $\frac{5}{4}$ إلكتروناً لكل رابطة) وتكون محاطة بأربع ذرات Ga يعطى كل منها ثلاثة إلكترونات (أي $\frac{3}{4}$ إلكترون لكل رابطة) تضاف إلى العدد الصحيح 2، أو $(\frac{8}{4})$، أو إلكترونين لكل رابطة مشتركة Ga–As. ولكن عند فاصل (001) يكون لذرة As ذرتا Ge كشريكي ارتباط تعطي كل منها إلكتروناً لكل رابطة وهو يفوق بنصف إلكترون العدد المطلوب للارتباط. بعبارة أخرى لا تعرف ذرة As إذا كانت جزءاً من رابطة Ge–Ga أو لأنها معطية لــGe. وبالنتيجة يتصرف كل رابط Ge–As كمعطي ذي شحنة جزئية، وكل رابطة Ge–Ga تتصرف كآخذ ذي شحنة جزئية معاكسة.

وليكون فاصل Ge/GaAs حيادياً كهربائياً يجب أن يمتلك Ge/GaAs أعداداً متساوية من كلتا الشحنتين، باعتبار قيمتها الوسطى ليس فقط على مسافات كبيرة بل ومحلياً أيضاً. ونظراً إلى تفضيلات الارتباط الكيميائي، فإن هذا الترتيب لن يحدث بشكل طبيعي أثناء النمو الطبقي. إذا كان هنالك نوع واحد من الروابط، كما في الشكل 15.4، ستتعرض شحنة الفاصل إلى حقل كهربائي كبير بقيمة. سيجبر هذا الحقل إعادة ترتيب الذرات أثناء النمو بحيث يتساوى أعداد الروابط Ge–As وGe–Ga. ولكن هذا الترتيب لن يتم أبداً، وستبقى بعض الشحنات المضطربة محلياً مما يلغي الخواص الكهربائية للمواد وأي تطبيقات للأدوات.



الشكل 15.4: الانطلاق من الحياد الكهربائي عند فاصل Ge/GaAs من مستو رياضياً وموجه وفق (001) لا تعطى الذرات المختلفة Ga أو As مع Ge العدد الصحيح من الإلكترونات لتشكيل روابط مشتركة Ge–As أو Ga–Ga حيادية كهربائياً تتألف من إلكترونين لكل رابط

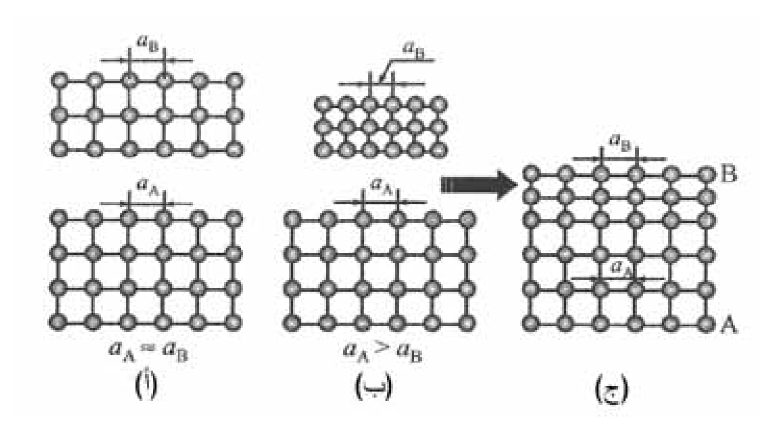
طبعت بإذن من: W.A. Harrison [et al.], "Polar Heterjunction Interfaces," *Physics Review B*: vol. 18, no. 8 (1978), P. 4402 © American Physical Society

ينمو رسم الفواصل المثالية المتوازنة على الورق، ولكن عند التحقيق العملي سيبقى دائماً بعرض الانزياحات المحلية عن توازن الشحنات مما يؤدي إلى اضطرابات كمون عشوائية على طول الفاصل تردي الأداء. ويمكن تطبيق هذا التعليل على الفواصل الأخرى بين أنصاف النواقل من أعمدة مختلفة من الجدول الدوري للعناصر. تبقى المناقشة السابقة صالحة من أجل الفاصل الموجه حسب (001) الواسع الانتشار. تعتمد شحنة الفاصل عند عدم تطابق التكافؤ على الاتجاه البلوري. ولقد جرى إثبات أن الفاصل المثالي الموجه وفق (112) بين المجموعة IV والمركبات III–V يحمل أي شحنة، والمثال الهام على هذا هو GaP الذي يحتوي على سطح فاصل ذي كثافة عيوب صغيرة والذي يستعمل في العديد من الأدوات التي تنمى على السيليكون Si. تعود بعد هذه التعليقات إلى مناقشة دور وأهمية مطابقة الشبكة.

المواد ذات الشبكات المتطابقة

تكون ثوابت الشبكة في البنى ذات الشبكات المتطابقة شبه متطابقة، أي أن ثوابت الشبكة تقع ضمن نسبة مئوية صغيرة فيما بينها. وليس هنالك مشكلة من تنمية بنى متباينة

عالية الجودة باستخدام زوج من المواد ذات الشبكات المتطابقة. نعني بعالية الجودة أن فاصل البنية يخلو من تشوهات الشبكة كعيوب الفاصل. تعطي هذه التشوهات خواص كهربائية ضوئية سيئة، ويمكن أن تؤدي إلى انتشار سريع لتشوه البنية. يبدي الشكل 16.4 (أ) طبقة B ذات شبكة متطابقة على ركيزة A. يمكن توقع أن تكون الطبقة قابلة للنمو على الركيزة إذا كانت المادتان من نفس المجموعة ولهما طاقات ارتباط وبنى بلورية متشابهة تماماً. وبحسب معطيات الشكل 14.4 والجدول 8.4 يمثل النظام AlGaAl/GaAs مادة ذات شبكة متطابقة. ولهذا النظام نسبة صغيرة جداً لعدم التطابق بين ثوابت الشبكة لا يتعدى 0.1% على طول المدى الممكن لنسبة Al إلى Ga في المركب AlGaAs. وبنتيجة ذلك يمكن تنمية بنى متباينة كهذه بحيث تكون خالية من الإجهاد الميكانيكي والتشوهات. وعليه، فإن هذه البنى تعطي طريقة عملية لتشكيل بنى الحزم. يضاف إلى هذه العوامل الإلكترونية الخواص المرنة وغيرها التي يمكن أن تختلف في الطبقات المكونة لهذه البنية الهجينة ذات الشبكة المتطابقة.



الشكل 16.4: المواد ذات الشبكات المتطابقة (أ) والمواد ذات الشبكات غير المتطابقة (ب)؛ تكون البنية الناتجة مشدودة إذا تبنت الطبقة العليا B شبكة الركيزة A (ج)

المواد ذات الشبكات غير المتطابقة

تتميز الشبكات غير المتطابقة بعدم تطابق شبكة منتهٍ، كما يبيّن الشكل 16.4 (ب). إذا حاولنا مطابقة هذه الشبكات، يظهر إجهاد في مستوى الإنماء وتشوه على طول محور الإنماء. وعليه فإننا نحصل على طبقة مجهدة مع تشوه شبكة. تتميز بنى الشبكات المتطابقة بعدم تطابق نسبي أيضاً بين ثوابت الشبكة للركيزة a_A والطبقة المنماة a_B:

$$\in = \frac{a_A - a_B}{a_A}. \qquad (23.4)$$

لندرس حالة تشوه مرن لشبكة يمكن تمييز هذا التشوه بشعاع الانزياح النسبي u الذي يعرّف كيفية تحرك أي نقطة من الشبكة r إلى موضع جديد ŕ=r+u بنتيجة التشوه. يمكن لمناطق مختلفة من الشبكة أن تتشوه بشكل مختلف. وعليه، يعتمد الانزياح على الإحداثيات u=u(r). وفي الحقيقة: تكون الانزياحات النسبية هي المهمة فقط وهي تحدد بتنسور الشد:

$$u_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial \xi_j} + \frac{\partial u_j}{\partial \xi_i}\right), \qquad (24.4)$$

حيث يكون للتنسور u_i المركبات التالية:

$$u_{ij} = \begin{pmatrix} u_{xx} & u_{xy} & u_{xz} \\ u_{yx} & u_{yy} & u_{yz} \\ u_{zx} & u_{zy} & u_{zz} \end{pmatrix} \qquad (25.4)$$

تعبر i و j هنا عن المركبات x و y و z وتمثل ζi=x,y, and z for i=1,2, and 3 على التوالي. سنعتبر في دراستنا مركبات القطر فقط u_{ij} فهي تحدد تغيراً في حجم البلور من V إلى V^1 الناجم عن الإجهاد.

$$\delta = \frac{V^1 - V}{V} = u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}. \qquad (26.4)$$

ويمكن التعبير عن كثافة الطاقة المرنة (أي الطاقة المرنة في واحدة الحجوم) للبلورة بدلالة تنسور الشد. تعطى الطاقة للبلورات المكعبة بـــ:

$$U = \frac{1}{2}c_{11}\left(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2\right) + c_{44}\left(u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2\right) + c_{12}\left(u_{xx}u_{yy} + u_{xx}u_{zz} + u_{yy}u_{zz}\right), \qquad (27.4)$$

حيث C_{11} وC_{12} وC_{44} ثوابت مرنة أو قواسم مرنة للبلور. تمثل المعادلة (27.4) تعميماً لعبارة الطاقة الكامنة لوسط مرن لا متناح التي جرى اشتقاقها في الفقرة 3.2. إن الثابتين C_{12} وC_{44} مسؤولان عن لاتناحي البلورات، ولهذا فهما يساويان الصفر في الوسط المتناحي. ونتيجة لهذا نحصل على المعادلة (17.2) في هذه الحالة مع $\Lambda=C_{11}$.

يعرّف تنسور الإجهاد بمشتقات كثافة الطاقة المرنة بالنسبة إلى مركبات تنسور الشد.

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial U}{\partial u_{ij}}. \qquad (28.4)$$

يمكن صياغة الشروط الحدية عند السطح أو عند الفاصل بدلالة تنسور الإجهاد.

$$\sigma_{ij} N_j = f_i, \qquad (29.4)$$

حيث تمثل N شعاعاً عمودياً على السطح وf قوة خارجية مطبقة على السطح.

تكفي هذه المعادلات لحساب إجهاد طبقة A منماة على ركيزة غير متطابقة B. ليكن a_A وa_B ثابتي الشبكة لهاتين المادتين على التوالي. وسنفترض أن كلتا المادتين بلور مكعب، وأن اتجاه النمو هو [001]. إذا تبنت الطبقة A دورية الشبكة للركيزة B، يكون الإجهاد في المستوى للطبقة معطى بالعلاقة:

$$u_{xx} = u_{yy} = u_{ll} = 1 - \frac{a_B}{a_A}. \qquad (30.4)$$

يجب ألا يكون هنالك أي ضغط في اتجاه النمو. ينتج من المعادلة (4.29) أن $\sigma=\sigma_{zz}$. بحساب σ_{zz} من المعادلتين (27.4) و(28.4) ومن $\sigma_{zz} = c_{11}u_{zz} + c_{12}(u_{xx} + u_{yy})$ نحصل على الإجهاد في الاتجاه العمودي على الطبقة.

$$u_{zz} = -\frac{2c_{12}}{c_{11}} u_{ll}. \qquad (31.4)$$

وهكذا يمكن حساب الإجهاد عبر عدم تطابق ثوابت الشبكة.

ينتج من الشد نوعان من الآثار: (1) يمكن أن يولد الشد عيوباً و(2) يقود الشد في الطبقة إلى تغير في تناظر الشبكة البلورية، على سبيل المثال، من مكعبة إلى هرمية ثلاثية أو خماسية... وبالطبع، يؤدي الأثر الثاني إلى تغيير بنية حزم الطاقة للطبقة.

البنى المتباينة المشدودة شبه المنتظمة

ندرس هنا التشوهات التي يولدها الشد من عدم تطابق الشبكة. ولفهم طبيعة تشكل التشوهات في بنية طبقية، دعونا ندرس الطاقات المميزة للبنية. بداية، يجب أن تمتلك الطبقة المنماة على ركيزة بشبكة غير متطابقة، طاقة مرنة إضافية E_{ee} يسببها الشد. وتكون هذه الطاقة تابعة لسماكة الطبقة d وتزداد بازدياد d. وفي أبسط حالة الممثلة بالشد المنتظم، يمكن حساب الطاقة المرنة عبر كثافتها U وفق: $E_{el}=U*d*S$ حيث تمثل S مساحة الطبقة. ومن ناحية ثانية يتطلب توليد عيوب عدم المواءمة بعض الطاقة.

لنرمز بـــ(Eel(d لهذه الطاقة. إذا تجاوزت الطاقة المرنة الإضافية تلك المرتبطة بالتشوه، أي إن $E_{el}(d) > E_{im}$. سينتقل النظام إلى حالة جديدة أقل طاقة وسيتولد تشوهات. بعبارة أخرى، فإن طاقة الشد الإضافية هي السبب الفيزيائي الرئيسي لعدم الاستقرار وتردي البنى المتباينة المصنعة من مواد ذات عدم تطابق كبير في ثوابت الشبكة.

بما أن قيمة E_{im} تبقى منتهية حتى في حالة الطبقات الرقيقة، يمكننا في حالة بعض السماكات أن نجد $E_{el}(d) < E_{im}$. وهكذا فليس هنالك طاقة شد كافٍ ولن تتولد أي تشوهات. إن مثل هذه البنى المتباينة المشدودة يمكن أن تكون ذات نوعية عالية. وعليه ببعض التقريب، يوجد من أجل كل زوج من المواد سماكة حدية للطبقات d_{cr} بحيث إذا كان $d<d_{cr}$ يستوعب شد الطبقة عدم تطابق الشبكة بدون أن تتولد أي عيوب. ندعو النظم الطبقية الموافقة بالبنى المتباينة للركيزة، ويمكن أن يكون لها نفس البنية الشبكية لمادة الركيزة. وفي حالتنا، تأخذ طبقة نصف الناقل البلوري المنمى على نصف ناقل آخر نفس دورية الشبكة في السطح لنصف ناقل الركيزة. يوضح الشكل 16.4 (ج) حالة تبني الطبقة الموضعة دورية الشبكة لمادة الركيزة. مثال هذه النظم البنية $Ga_{1-x}Al_xAs/Ga_{1-x}In_xAs$ وكذلك $GaAs/Ga_{1-x}In_xAs$.

في الحقيقة، تستعمل هذه البنى المتباينة لتحسين مواصفات ما يسمى بترانزستورات الأثر الخطي الهجينة الوصلة التي سندرسها في الفصل الثامن. بالرغم من عدم تطابق ملموس لثوابت الشبكة تكون هذه البنى خالية من عيوب التواجه نتيجة

للسماكات الصغيرة النانومترية للطبقات شبه المنتظمة المستخدمة في تصنيع ترانزستورات الأثر الحقلي الهجينة الوصلة.

من الممكن أحياناً أن ننمي نظماً خالية من العيوب بسماكات طبقات تتجاوز السماكة الحدية. وتكون هذه النظم غير مستقرة ويمكن أن تقود إلى تردي الأداة بنتيجة تولد عيوب عدم المواءمة بسبب آثار الحرارة أو تغييرات خارجية. وتكون قضية المركزية أن تسبب طاقة الشد الإضرار بالمواد عند تعرض البنى إلى أشكال متنوعة من المعالجة والإجهاد الخارجي.

وتؤكد التجارب المتراكمة أن البنى المتباينة مستقرة في حالة طاقات الشد الصغيرة. وعلى سبيل المثال تكون طاقة الشد في نظام طبقي $GaP/GaAsP$ من رتبة 10^{-3}eV لكل ذرة. وبما أن هذه الطاقة صغيرة مقارنة بالطاقة اللازمة لإزاحة ذرة عن موضعها في الشبكة، يمكن للنظام أن يكون مستقراً من أجل طبقات رقيقة بشكل كافٍ.

يظهر الشكل 17.4 حالات الشد الآنفة الذكر بدلالة x من أجل طبقات Ge_xSi_{1-x} المنماة على ركيزة Si. يتألف مخطط الصفحة (السماكة الحدية للطبقة بدلالة نسبة Ge) من ثلاث مناطق: طبقات مشدودة بعيوب من أجل سماكات كبيرة، وطبقات مشدودة غير مستقرة بدون عيوب من أجل سماكات متوسطة، وطبقات مستقرة بدون عيوب من أجل سماكات صغيرة. واعتماداً على هذه النتائج لا يمكن تنمية طبقة Ge مستقرة على Si (حالة عدم التواؤم الأكبر) بسماكة أكبر من 10Å تقريباً.

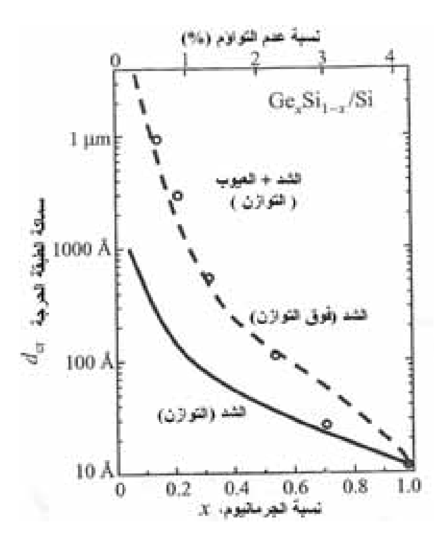
لندرس نظام Si/Ge بمزيد من التفاصيل. إن هذا النظام مهم لأنه فتح آفاقاً جديدة للثقافة النانوية السيليكونية والتطبيقات المرتكزة على السيليكون.

تظهر بيانات الجدول 8.4 أن البنى المتباينة المرتكزة مواد Si وGe يجب أن تصنع بحيث تكون دائماً شبه منتظمة.

بداية، يعتمد الاستقرار ونوعية هذه البنى شبه المنتظمة Si/Ge بشكل كبير على سماكات الطبقات المشدودة، كما سبق وذكرنا. عند تصنيع بنى Si/Ge ننمي أعداداً محددة من طبقات أحادية من ذرات Si وGe. وعليه، يمكن توصيف سماكات الطبقات بعدد هذه الطبقات الأحادية. ليكن m وm عدد طبقات Si وGe على التوالي.

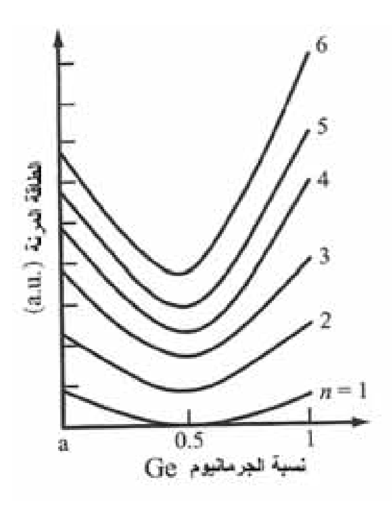
يعرف هذا النظام بالشبكة الفائقة Si_m/Ge_m. العامل المهم الثاني الذي يحدد نوعية هذه البنى هو مادة الركيزة التي يجري تنمية الشبكة الفائقة عليها. سبق وناقشنا حالة طبقات Ge_nSi_{1-x} المنماة على ركيزة Si (انظر الشكل 17.4). ولتصنيع الشبكات الفائقة Si/Ge، تشكل خلائط Ge_xSi_{1-x} أو GaAs الخيارات الأغلب للركيزة.

لندرس حالة ركيزة Ge_xSi_{1-x}. إن الطاقة المرنة للنظام المشدود يعتمد على تشكيل خلفية الركيزة. يوضح الشكل 18.4 هذا الاعتماد من أجل أعداد متنوعة من الطبقات الأحادية للحالة المتناظرة m=m. واعتماداً على المناقشة السابقة، تزداد الطاقة المرنة بازدياد سماكات الطبقات المشدودة من أجل مادة ركيزة ما. ولذلك نستخدم الشبكات الفائقة ببضع طبقات أحادية $2 \le (m_1 m) \le s$. يظهر الشكل 18.4 أيضاً اعتماد طاقة الشد على تركيب الخليطة للركيزة، وتكون طاقة الشد الدنيا متوقعة من أجل x في المجال 0.4 إلى 0.6.



الشكل 17.4: مخطط الثبات– الشد من أجل طبقة Ge_xSi_{1-x} على ركيزة Si

بحسب: R. People and J. C. Bean, "Erratum: Calculation of Critical Layer Thickness Versus Lattice Mismatch for $Ge_x Si_1-x$/Si Strained–Layer Heterostructures," *Applied Physics Letters*, vol. 47, no. 322 (1985), and *Applied Physics Letters*, vol. 49, no. 229 (1986). Reprinted with permission © American Institute of Physics.



الشكل 18.4: الطاقة المرنة لشبكات فائقة مشدودة Ge_n/Si_n على ركيزة Ge_xSi_{1-x} من أجل مختلف أعداد الطبقات الأحادية n بدلالة نسبة Ge في الركيزة Ge_xSi_{1-x}. تدل الأرقام في المنحنيات على n

هنالك ميزة مهمة أخرى لبنى Si/Ge شبه المنتظمة وهي توزيع الطاقة المرنة على الطبقات الأحادية للشبكة الفائقة. ولقد جرى إثبات أن التوزيع الأكثر انتظاماً على الطبقات يحدث من أجل خليطة Si/Ge مع $x \approx 0.5$. ومن وجهة النظر هذه تكون ركائز $Si_{0.5}Ge_{0.5}$ هي المفضلة. وعلى كل حال تعتمد هذه النتيجة على اتجاه مادة الركيزة وغالباً ما يجري اختيار اتجاه النمو على الركيزة [001].

وبالرغم من أن تقانة تنمية وتصنيع بنى Si/Ge لا تزال في مرحلة التطوير، يمكننا أن نرى من خلال تحليلنا القصير أن هناك بعض المعرفة الوصفية وحتى النوعية فيما يتعلق بالسلوك المسؤول عن استقرار و كمال هذه البنى.

البنى المتباينة المتطابقة الشبكات

دعونا نرجع إلى الشكل 14.4 لنناقش البنى المتباينة متطابقة الشبكات بمزيد من التفصيل. يمكننا أن نحدد من هذا الشكل ثوابت الشبكة لمركبات مختلفة.بداية أن نرى نظام GaAs/AlAs فريداً حقاً، لأن لثوابت الشبكة القيم ذاتها تقريباً. ولتحقيق مطابقة الشبكة في الحالات الأخرى، يمكن أن نجمع بين مركب ثنائي وآخر ثلاثي أو أن نستخدم

ثلاثي– ثلاثي لهما نسب مناسبة من الذرات في كل طبقة. في حالة بنى GaInAs / InP مثلاً، يتحقق تطابق الشبكات فقط من أجل $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ حيث تكون نسبة Ga إلى In 47 إلى 53 في طبقة GaInAs. ومن أجل النسب الأخرى لا تكون طبقة GaInAs متطابقة الشبكة مع InP. وكذلك فإن المادة $Ga_{0.51}In_{0.49}P$ عريضة فجوة الحزم تتوافق مع مادة GaAs ضيقة فجوة الحزم.

والخلاصة هنالك طيف واسع من إمكانيات التحكم بفجوات الحزم وإزاحات الحزم من أجل الإلكترونات والثقوب، وكذلك بالكتل الفعالة للإلكترونات و الثقوب، الأمر الذي يشكل أساساً هندسياً لحزم الطاقة. وعبر هذه الهندسة يمكن تصميم وتصنيع بنى متباينة عالية الجودة بخواص كهربائية وضوئية محددة. وإذا تعذّر الحصول على الخواص المرغوبة باستخدام المركبات متطابقة الشبكات، يمكن استخدام البنى المشدودة شبه المتناظرة.

7.4 أنصاف النواقل العضوية

في السنوات الأخيرة جرى إثبات أن للجزيئات العضوية خواص تجعلها مناسبة للأدوات الإلكترونية والكهرضوئية الحديثة. وتتضمن هذه الأدوات الثنائيات المصدرة للضوء، والدارات الإلكترونية في الطبقات المرنة ميكانيكيّاً، والشاشات البلورية، والأدوات الإلكترونية الجزيئية الحديثة، وأدوات معالجة المعطيات المبنية على أنابيب الكربون النانوية، والأدوات الإلكترونية الحيوية.

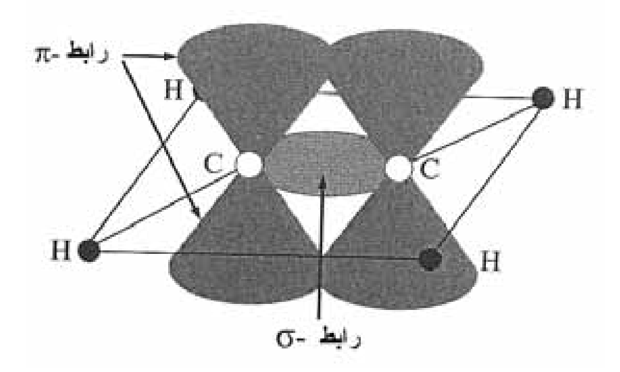
جرى إثبات أن لبعض الجزيئات العضوية – بما فيها طيف واسع من الكربوهيدات – خواص كناقلية عالية وحالات مختلفة الطاقة $\Delta E=h\omega$ توافق أطوال موجة قريبة من تحت الحمراء،والمرئية وفوق البنفسجية، $\lambda=2\pi c/\omega$ تجعل منها مناسبة للأدوات الإلكترونية والكهرضوئية الجديدة.

يمكن توضيح هذه الجزيئات العضوية وربطها في أشكال محددة على السطوح باستخدام تقنيات نصفها في الفصل الخامس، بحيث تشكل طبقات بأبعاد نانوية، يمكن إذاً صنع الطبقات الفعالة في الأدوات لتكون بالغة الرقة مما يؤدي إلى أن يكون زمن انتقال حوامل الشحنة صغيراً جدّاً، وبالتالي يمكن الحصول على أدوات فائقة السرعة. إن العديد من البوليميرات العضوية مرنة، وبالتالي يمكن صنع أدوات إلكترونية وكهرضوئية على

أفلام رقيقة مرنة. تمثل الشاشات المرنة – كشاشة الحاسب التي يمكن لفها لتتسع في قلم– واحداً من التطبيقات الجديدة للجزيئات العضوية في الإلكترونيات والإلكترونيات الضوئية.

تتوضح أهمية الجزيئات العضوية التي تشكل بوليميرات ناقلة من خلال منح جائزة نوبل للكيمياء عام 2000 لآلان هيجر وآلان ماكديارمد وهيديكي شيراكاوا لعملهم في مجال البوليميرات الناقلة، بعملهم المشترك، تعلموا كيفية صنع عينات صافية من البولي آستيلين ووجدوا طرقاً لإشابتها بالبروم لتعريضها لأبخرة البروم، وقد اكتشفوا إمكانية زيادة ناقلية البولي آستيلين عشرة ملايين ضعف. كيف يعمل هذا؟ لفهم ذلك نأخذ حالة الروابط σ و π في مركب هيدروكربوني كالإيثين C_2H_2 كما يظهر الشكل 19.4.

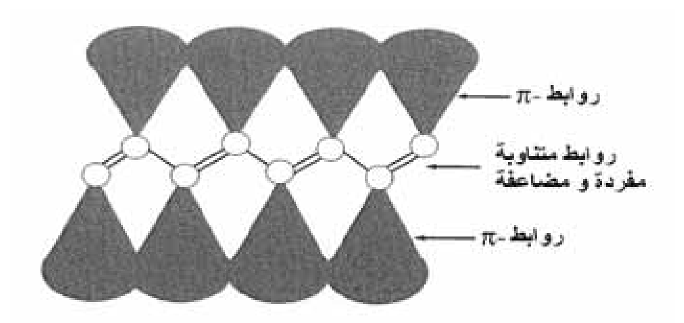
تقود الرابطة σ الموضعية إلى ربط ذرتي كربون في مركب هيدروكربوني بسيط كالإيثين. توجد الروابط π الموسعة في العديد من المركبات الهيدروكربونية، نقول عن هذه الجزيئات أنها مصرفة– π. تكون الروابط π منتشرة في الفضاء على طول الجزيء، وهي بذلك تشبه روابط الطاقة الموسعة التي تتشكل عندما ترتبط الذرات لبناء بلور. وهكذا تفتح هذه الروابط π الموسعة لنقل الشحنات على طول سلسلة البوليمير.



الشكل 19.4: مخطط تمثيلي للايثين C2H4 يظهر الروابط –σ والروابط –π بين ذرات الكربون

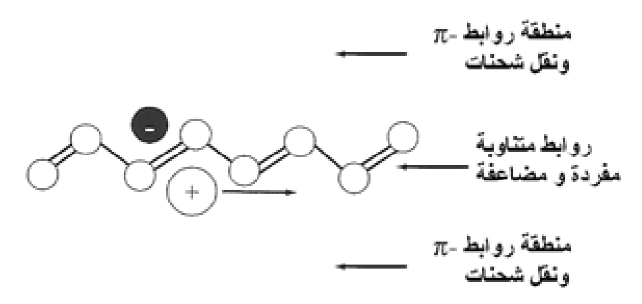
إن البولي ايثيلين الممثل في الشكل 20.4، مركب هيدروكربوني يمتلك روابط مفردة ومضاعفة متعاقبة تقود إلى مسافات روابط C–C مختلفة قليلاً، وبالتالي إلى مستويات طاقة تنفصل بمقادير مختلفة من الطاقة ΔE كما سبق ورأينا في الفصل الثالث. من أجل مدارات الارتباط وعكس الارتباط (انظر الشكل 17.3).

إن الفروق بين مستويات الطاقة تختلف من بوليمير هيدروكربوني إلى آخر، مما يمكّن من إنتاج بوليمرات ناقلة بخواص كهربائية وضوئية مختلفة. تمتلك البوليمرات المصرفة –π– كالبولي آيثيلين– مدارات π متقاطعة تنقل الشحنات.



الشكل 20.4: بوليمر مكون من ذرات كربون تتناوب الروابط المفردة والمضاعفة فيما بينها

يظهر الشكل 21.4 إشابة بوليمر مصرف –π لشائبة مستقبلة. يزيل المستقبل إلكتروناً من البوليمر، ويتركه بنقص في الشحنات السالبة أي بشحنة موجبة (ثقب). سنتناول تفاصيل الإشابة في الفقرة 3.5 لاحقاً. تجذب الشحنة الموجبة الإلكترونات المجاورة وتسبب اختلالاً محلياً في الشحنات حول الشحنة الموجبة. تسمى هذه الكثافة المختلة للشحنة بالبولارون. ينتقل البولارون كجسيم موجب ذي كتلة تختلف عن كتلة الإلكترون. يلاحظ أن حركية الثقوب عالية في البوليمرات كالبولي ايثيلين وتكون الناقلية الناجمة قريبة من المعادن. وهكذا فإن الإشابة تقود إلى ناقليات في البوليمرات المصرفة – π تجعلها مفيدة في الأدوات الإلكترونية.



الشكل 21.4: إشابة بوليمر مصرَّف–π لشائبة مستقبلة. تجذب الذرة المستقبلة كالبروم أو اليود أحد الإلكترونات وتحتجزه في الحالات –π الموسعة الأمر الذي يؤدي إلى ظهور منطقة فيها نقص شحنة إلكترون (أو ثقب). يكون الإلكترون المحتجز ساكن نسبياً مقارنة بالثقب الذي يتحرك على طول البوليمر

8.4 مواد الكربون النانوية: الأنابيب النانوية والفولارين

سندرس في هذه الفقرة أغراض الأبعاد النانوية الجديدة – أي المواد النانوية المبنية على الكربون– تتضمن هذه ما يدعى بأنابيب الكربون النانوية والفولارين. تبدي هذه المواد النانوية خصائص عديدة غير اعتيادية. وعلى الأخص، تعدي أنابيب الكربون خواص عازل ونصف ناقلة ومعدنية وتمتلك تطبيقات واعدة في الإلكترونيات النانوية.

نبدأ بمراجعة قصيرة للكربون ومواد الكربون التقليدية. إن الكربون C عنصر من المجموعة IV كالسيليكون Si. يعرف الكربون بارتباطه بكيمياء غنية ومتنوعة، وتساهم ذرات الكربون في تشكيل عدد كبير من الجزئيات. كان هنالك قبل اكتشاف المركبات النانوية المبنية على الكربون، نوعان فقط من الكربون الصلب: الألماس والغرافيت. إن الألماس نصف ناقل بفجوة حزم طاقة إلكترونية عريضة (تقريباً 6eV). يمكن أن يكون الألماس مشوباً بنمط P، وهكذا يجب اعتبار الألماس كنصف ناقل واسع فجوة الحزم. وهو نصف ناقل ذي فجوة حزم غير مباشرة. بخلاف ذلك، فإن الغرافيت نصف معدن. إن الخواص الإلكترونية والبنيوية لكل من هاتين المادتين الكربونيتين غير واعدة من أجل التطبيقات الإلكترونية المألوفة. إلا أن خواص فجوة الحزم العريضة للألماس يمكن استثمارها في إلكترونيات درجات الحرارة المرتفعة.

أنابيب الكربون النانوية

تمتلك أنابيب الكربون النانوية في الواقع شكل صفحات مفردة ملفوفة من ذرات الكربون، يمكن لهذه الصفحات الأسطوانية أن تملك أقطاراً تساوي بضعة نانومترات فقط. إنها أغراض بالغة الصغر تظهر بنى وخواص مختلفة. ليس لهذه الأنابيب النانوية أي شبيه ماكروي، كأنصاف النواقل الخام التي لعبت دور الشبيه للبنى النانوية نصف الناقلة. وهكذا فمن أجل دراسة بنية أنابيب الكربون النانوية، يتوجب استخدام تقنيات المجاهر الأكثر تقدماً: المجهر ذو القوة الذرية ومجهر المسح النفقي، التي سندرسها في الفصل اللاحق.

يتكون أنبوب الكربون النانوي من ذرات كربون، يتألف الأنبوب النانوي أحادي الجدار الخالي من العيوب من أسطوانة مفردة ويتميز بقطر الأنبوب والكمية التي تعرف

باسم الحلزنة. ولفهم بنية أنابيب الكربون النانوية، سنبدأ بصفحة الغرافيت ثنائية البعد، كما يظهر الشكل 22.4 (أ). تمتلك صفحة الغرافيت المفردة (التي تعرف باسم الغرافين) شكل خلايا العسل. ليكن a1 وa2 شعاعي شبكة الغرافين وليكن n وm عددين صحيحين. يتحدد قطر وحلزنة أنابيب الكربون النانوية بالشعاع $C=na_1+ma_2 \equiv (n,m)$ الذي يصل بين موضعين متكافئين بلورياً على صفحة غرافين ثنائية البعد، ويكون a1 وa2 وحدات من $a_0\sqrt{3}$ حيث a_0 المسافة كربون− كربون. باستخدام الشعاع c يمكن بناء أنبوب الكربون النانوي بلف صفحة غرافين بحيث ينطبق الموضعان المتكافئان للشبكة السداسية، يعرف شعاع اللف c الموضع النسبي لهذين الموضعين.

يصل الشعاع c في الشكل 22.4 (أ) المبدأ (010) والنقطة (7،11). وهكذا يتشكل أنبوب الكربون المشار إليه بالدليل (7،11). يسمى الأنبوب النانوي بأنبوب الأريكة إذا كانت n تساوي m وأنبوب متعرج في حالة m=0. إن لف الأشعة على طول الخط المنقط يقود إلى أنابيب متعرجة أو على شكل أنابيب أريكة. تقود كل زوايا اللف الأخرى إلى أنابيب عرضية تتحدد زاوية اللف بالنسبة إلى اتجاه التعرج θ أو إلى اتجاه الأريكة $\psi = 30-\theta$. إن كلاًّ من θ وزاوية اللف الزاوية (الزاوية العرضية) ψ ينتمي إلى المجال (0.30) كنتيجة للصفة السداسية لشبكة الكربون ثنائية البعد للغرافين.

إن الخطوط المقطعة عمودية على c وتجري باتجاه محور الأنبوب المشار إليه بالشعاع T. يعامد الشعاع الغامق H اتجاه الأريكة ويحدد اتجاه أقرب الصفوف السداسية. وتمثل الزاوية بين الشعاعين T وH الزاوية العرضية ψ. يمكن إنشاء خلية الوحدة من الأنبوب النانوي بإيجاد أصغر شعاع شبكة T يصل بين نقاط متكافئة من الشبكة. يمكن برهان أن هذا الشعاع يعطى بالعلاقة:

$$T=\left[(n+2m)a_1-(2n+m)a_2\right]/q, \qquad (32.4)$$

حيث يمثل a1 وa2 شعاعي القاعدة لشبكة الغرافين وتعرف q بالعلاقة التالية:

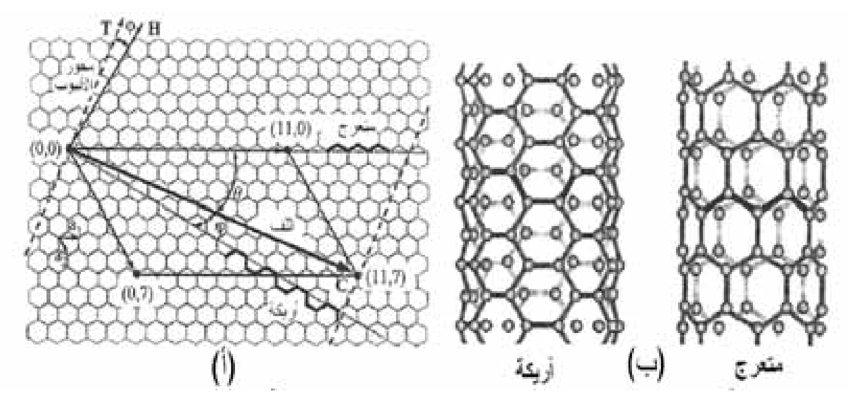
$$q=\begin{cases} l, & \text{إذا كانت } n-m \text{ ليست مضاعفاً لـ } 3l \\ 3l, & \text{إذا كانت } n-m \text{ مضاعفاً لـ } 3l \end{cases}$$

حيث يمثل I القاسم المشترك الأكبر لـــn وm. ويكون عدد السداسيات N في خلية الواحدة معطى بالعلاقة:

$$N = \frac{2\left(n^2 + m^2 + nm\right)}{q}. \tag{33.4}$$

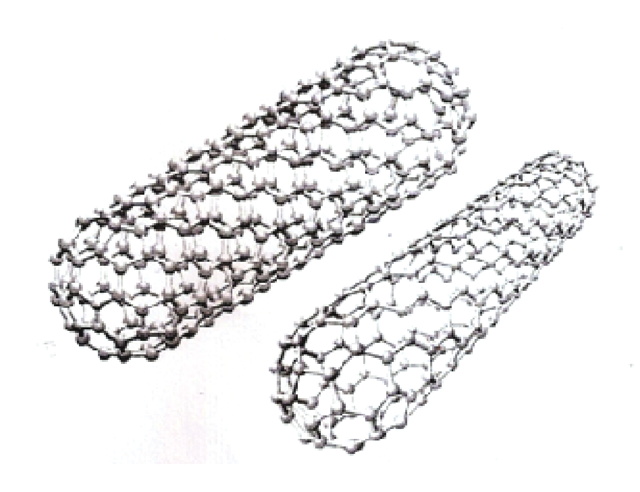
ويعطى نصف قطر الأنبوب R بالعلاقة:

$$R = \frac{|C|}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}\,a_0}{2\pi}\sqrt{n^2 + m^2 + nm}. \tag{34.4}$$

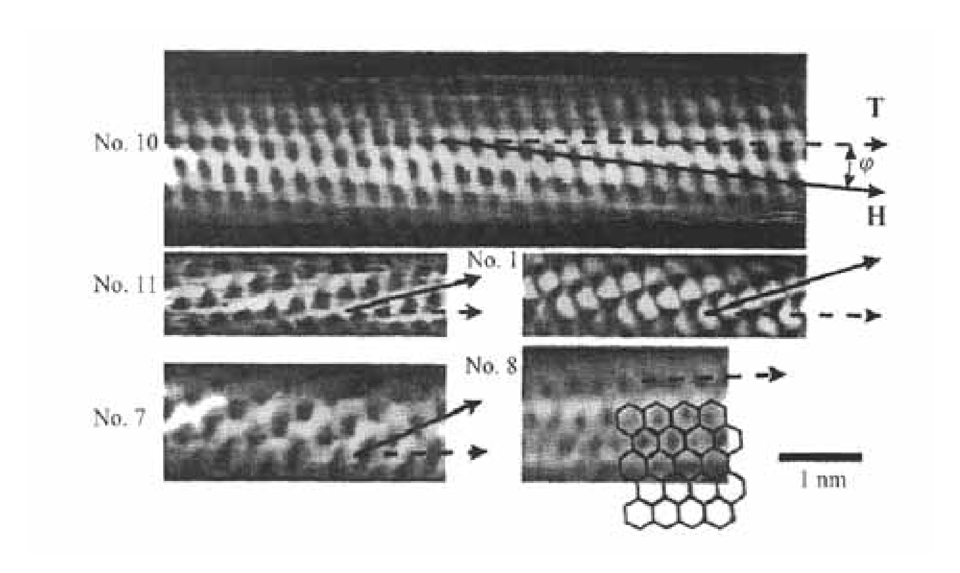


الشكل 22.4: (أ) العلاقة بين شبكة الكربون السداسية وعرضانية أنابيب الكربون. يمكن إنشاء أنبوب كربون نانوي من صفحة غرافيت مفردة، تسمى غرافين، يجري لفها على طول شعاع اللف c. (ب) أجزاء من أنبوب كربون متعرج وأنبوب كربون الأريكة

يقدر طول الرابطة كربون− كربون بالقيمة $a_0 \cong 0.14nm$. من السهل أن نرى أن عدد الذرات التي تحولها خلية الوحدة كبير جداً في أنبوب نانوي عرضي. فمثلاً من أجل أنبوب (7،8) يكون قطره 0.57nm تقريباً يكون عدد الذرات في خلية الوحدة مساوياً 676 ذرة. ولتحديد عدد الذرات أخذنا بعين الاعتبار أن كل سداسي يحتوي ذرتي كربون: N=338, q=9, n−m=1, m=7, n=8 وبالتالي يكون عدد الذرات 2N=676. يمثل الشكل 22.4 (ب) بنية مثالين خاصين للأنابيب النانوية المتعرجة وأنابيب الأريكة.



الشكل 23.4 : أنبوبا كربون نانويان أحاديا الجدار بقطرين مختلفين



الشكل 24.4: صور محلولة آلياً مأخوذة بواسطة المجهر الماسح ذي الأثر النفقي لأنابيب كربون نانوية أحادية الجدار

أعيد طبعها بإذن من: P. Moriarty, "Nanostructured Materials," *Reports on Progress in Physics,* vol. 64, no. 369 (2001) © IOP Publishing Limited.

يبدو في الشكلين 23.4 و24.4 صور لأنابيب نانوية كربونية أحادية الجدار مفردة. جرى الحصول على هذه الصور باستعمال مجهر المسح الإلكتروني ذي الأثر

النفقي. يمكن بوضوح رؤية أن لبنية الشبكة بعداً بين ذرات الكربون يساوي 0.14 ~ a_0 nm على سطح الأسطوانات (صور الأنابيب). تمكننا صور شبكة كهذه من تحديد التفاف الأنابيب. تمثل الأسهم المقطعة في الشكل 24.4 محور الأنابيب T وتشير الأسهم المستمرة جهة الصفوف السداسية المجاورة الأقرب H ؛ قارن ذلك بالشكل 22.4 (أ). إن الأنابيب المرمزة بـــ 10 و11 و1 التفافية في حين إن للأنبوبين 7 و 8 على التوالي بنية متموجة أو على شكل كرسي. للأنبوب 10 زاوية التفاف ψ =7° وقطر يساوي 1.3 نانومتر، الأمر الذي يتوافق مع النمط (11,7) الممثل في الشكل 22.4 (أ). جرى رسم شبكة سداسية فوق الصورة 8 لإثبات أن البنية اللاالتفافية تنطبق في هذه الحالة.

يمكن لإلكترون في الأنابيب الكربونية النانوية التنقل بحرية في اتجاه محور الأنبوب. وعليه يتصف نقل الإلكترون أو الثقب داخل هذه البنى بأنه أحادي البعد، وتمثل حوامل الشحنة بشعاع موجي أحادي البعد k. وكما هي الحال في أي بنية دورية، يمكننا أن نمثل طاقات الإلكترون كنظام من حزم الطاقة متعلق بالشعاع الموجي k. يمكن بناء حزم الطاقة لأنبوب كربوني نانوي أحادي الجدار بدءاً من حزم الطاقة للغرافين الممثل في الشكل 22.4 (أ). أما في حالة الأنبوب الكربوني المتعدد الجدران، فإن حزم الطاقة تبنى من حزم الطاقة لطبقة من الغرافيت لها نفس سماكة الأنبوب النانوي. في الحقيقة، لنفرض أننا وجدنا أن حزم الطاقة للغرافين تساوي E_N(K) حيث K={K_x, K_y} هو شعاع الموجة الثنائي البعد. عوضاً عن K_x وK_y يمكننا استخدام مسقطي K على محور الأنبوب T، وعلى شعاع الالتفاف C اللذين يرمز لهما k و K_C على الترتيب ؛ أي إن الطاقة تساوي $E_N(K_C, k)$. ولكن هنالك دورية في الاتجاه C. وبالتالي يمكننا أن نستعمل ما يدعى *الشروط الحدودية الدورية*، كما فعلنا في الفقرة 4.4 للحصول على مناطق بربلوين. ينتج من هذا تكميم مسقط K في اتجاه الشعاع C:

$$K_C = \frac{2\pi N_l}{a_0\sqrt{3}}$$

حيث N_l عدد صحيح. نحصل على صيغة طاقة الإلكترون $E(k)$ التالية :

$$E(k) = E_N(K_C, k) = E_N(\frac{2\pi N_l}{a_0\sqrt{3}}, k) \equiv E_{N,N_l}(k)$$

أي إن كلاً من الحزم الابتدائية للغرافين N يقسم إلى عدد من الحزم الجزئية N_i. بالإضافة إلى ذلك، تتعلق ميزة الانقسام بنمط الالتفاف، أي بقيمة (m, n) للأنبوب النانوي. حينئذ يكمن تصنيف هذه البلورات أحادية البعد في معدن، أو نصف ناقل، أو عازل. ويمكن توقع خواص مميزة للأنبوب النانوي من أجل قيم مختلفة من (m, n). تتنبأ نظرية أكثر تفصيلاً أن أنابيب الكربون النانوية أحادية الجدار تكون ذات طبيعة معدنية حينما يقبل $(m-n)$ القسمة على ثلاثة ؛ وخلاف ذلك تكون نصف ناقلة ذات فجوات طاقية متعلقة بقطر الأنبوب النانوي :

$$E_g \approx 2E_{C-C}\frac{a_0}{d}$$

حيث E_{C-C} طاقة الارتباط بين ذرتي كربون، وa_0 البعد كربون–كربون، وd_0 قطر الأنبوب النانوي. تؤكد القياسات المباشرة هذه الاعتبارات. وعلى وجه التحديد، جرى إثبات الارتباط الخطي المعكوس للفجوة الطاقية بقطر الأنبوب النانوي من أجل الأنابيب النصف الناقلة، ويتفق معامل التناسب بشكل جيد مع التوقعات النظرية. ولقد ثبت أن كلا نمطي حوامل الشحنة يمكن أن يتواجدا في هذه الأنابيب النانوية، أي إن الإلكترونات والثقوب يمكنها أن تكون مسؤولة عن الناقلية الكهربائية لهذه الأنابيب.

ومثل الخواص الكهربائية، ترتبط الخواص الميكانيكية للأنابيب النانوية بشكل وثيق بخواص ورقة الغرافيت المفردة. وبما أن ورقة الغرافيت قاسية جداً في الاتجاه ضمن المستوي، يمكننا أن نتوقع نفس القساوة لأنابيب الكربون على طول محور الأنبوب.

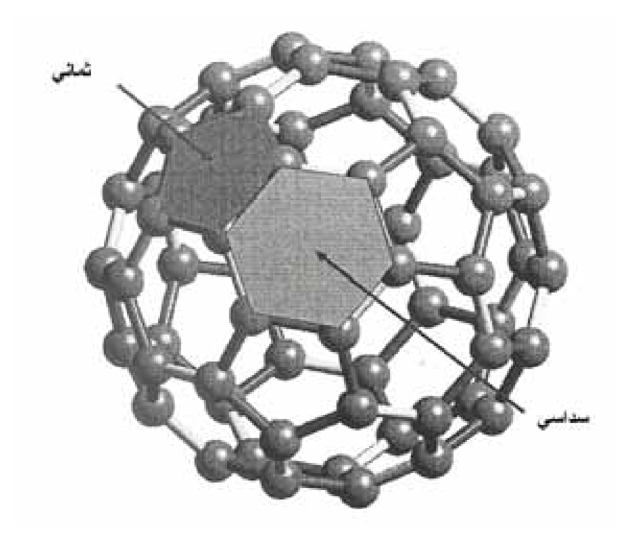
ولقد وجدنا بالفعل، وخلافاً للخواص الإلكترونية، أن خواص المرونة للأنابيب النانوية شبه مستقلة عن قطر الأنبوب وزاوية الالتفاف. وتكون قيمها قريبة من قيم الألماس وورقة الغرافيت. وعلى العموم، فإن أنابيب الكربون النانوية قاسية جداً بشكل. وللمقارنة، تبلغ قيمة خواص المرونة لأنابيب الكربون النانوية خمسة أضعاف خواص الفولاذ.

إن استجابة الأنابيب النانوية للتشوه الكبير مدهش أيضاً. في الحقيقة تفشل معظم المواد القاسية في مواجهة تشوه δ (انظر المعادلة (26.4)) يبلغ 1% أو حتى أقل من ذلك، بسبب تشكل العيوب. يستطيع أنبوب الكربون النانوي تحمل حتى 15% من التشوه

الطولاني قبل التصدع. إذا أضفنا هذا إلى القساوة الشديدة، يعطي هذا لأنبوب كربون نانوي مفرد قوة شد حرجة تضاهي 300 إلى 400 مرة قوة الفولاذ.

والخلاصة أن أنابيب الكربون النانوية تمثل صفاً جديداً من البنى النانوية يختلف عن البنى الصلبة التقليدية. يمكن صناعة الأنابيب النانوية مع تحكم جيد في خواصها الأساسية، بما فيها بنى حزم الإلكترون. يمكن تصنيعها كأنصاف نواقل بناقلية إما بالإلكترونات أو بالثقوب. ويمكن أن تتصل بالمعادن، ولقد جرى استعمال أنماط عديدة قابلة للحياة من تقنيات المعالجة لتصنيع العناصر الإلكترونية من أنابيب الكربون النانوية.

وبعد اكتشاف أنابيب الكربون النانوية، ثبت أن هذا النوع من البنى النانوية الفائقة الانتظام لا يجب أن يبقى مقصوراً على الكربون. فلقد تبين أن تشكل الأنابيب النانوية خاصة مشتركة للمواد ذات *البنى الطبقية الثنائية الأبعاد المتناحية*. تدعى البنى من هذا النوع بنى لاعضوية أنبوبية نانوية ؛ مثالها أنابيب نانوية WS_2, MoS_2, V_2O_5, BN. ولقد قادت دراسة هذه البنى الجديدة إلى التوصل إلى خواص مهمة،الأمر الذي يعد بتطبيقات محتملة خاصة في الإلكترونيات النانوية.

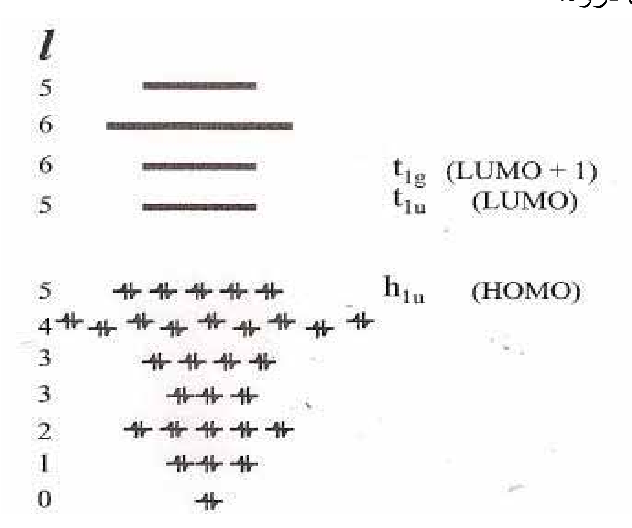


الشكل 25.4: رسم تمثيلي لكرة بلياردو C_{60} (فولارين). جرى تمثيل الروابط المفردة والمضاعفة بخطوط مظللة فاتحة وغامقة

كرات بلياردو الفولارين

نتناول الآن ما يعرف *بكرات بلياردو الفولارين* التي تمثل الشكل الرابع من الكربون الصرف. يمثل الألماس والغرافيت، اللذان سبق ذكرهما، وأنابيب الكربون النانوية، التي فصلناها بشكل جيد، الأشكال الثلاثة الأخرى.

إن كرة بلياردو الفولارين جزيء صيغته الكيميائية C_{60}، ويمثل الفولارين واحداً من أشهر الأجسام النانوية المعروفة في العلوم النانوية. يظهر الشكل 25.4 كرة البلياردو الكربونية. وهي تتكون من 60 ذرة كربون تحتل أماكن متكافئة. ترتبط كل ذرة بثلاث ذرات أخرى. تتشكل روابط C–C مفردة ومزدوجة. ويكون طول الرابطة وعلى التوالي 0.146 nm و 0.140 nm. أي أن نمطي هاتين الرابطين متماثلان عملياً. وتظهر الروابط في الشكل 25.4 كخطوط مظللة فاتحة وغامقة. ولتشكيل كرة مرتجة مثالية تنتظم ذرات الكربون المتجاورة الأقرب في مخمسات ومسدسات (أشكال خماسية وسداسية). ويكون كل مخمس محاطاً بخمسة مسدسات. تتكون بنية المضلع الفراغي المنتظم الممثلة في الشكل 25.4 من 12 وجهاً خماسياً و20 وجهاً سداسياً و 60 ذروة مع ذرة C في كل ذروة.

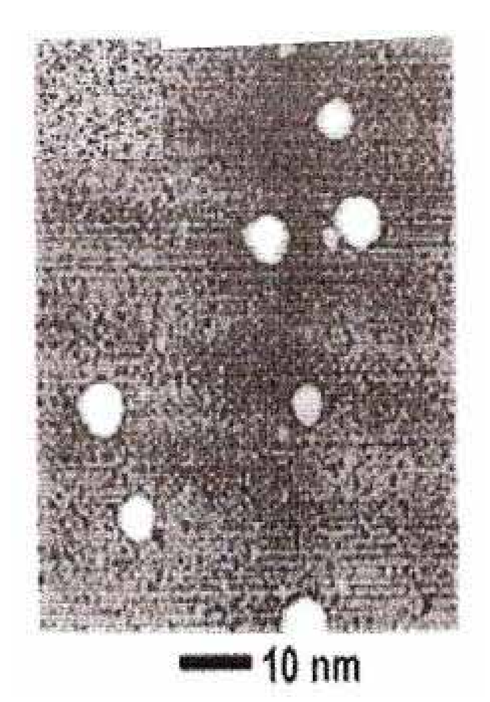


الشكل 26.4: مخطط حالات الطاقة لستين إلكتروناً في جزيء الفولارين

حسب: P. Moriarty, "Nanostructured Materials," ***Reports on Progress in Physics*****, vol. 64, no. 369 (2001) © IOP Publishing Limited.**

يمكننا أن نوصِّف حالات الطاقة الإلكترونية لكرة بلياردو الفولارين، وبسبب شكل المضلع الفراغي المنتظم القريب من الكرة، باستعمال تصنيف الحالات الكمومية المطور من أجل الكمون المتناظر الكروي (الفقرة 3.3) والذرات الأبسط (الفقرة 4.3).

وكما وجدنا هناك، يمكن تصنيف حالات الطاقة الإلكترونية عن طريق أعداد الاندفاع الزاوي الكمومية (الأعداد المدارية l). إن العدد الكلي لإلكترونات التكافؤ في الفولارين C_{60} يساوي 240. تسهم 180 إلكتروناً منها في مستوى طاقة الارتباط σ العميقة نسبياً، بحيث تتحدد الخواص الإلكترونية للفولارين بشكل رئيسي بواسطة الروابط π.



الشكل 27.4: صورة جزيئات فولارين ممتزة adsorbed على سطح السيليكون (بتركيز منخفض)

حسب: P. Moriarty, "Nanostructured Materials," ***Reports on Progress in Physics*****, vol. 64, no. 369 (2001) © IOP Publishing Limited**

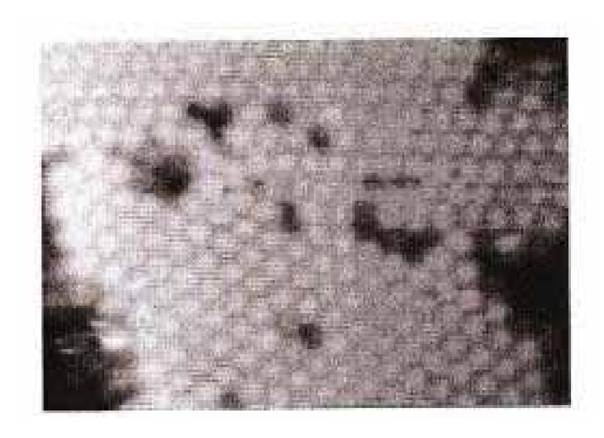
يمكن لما مجموعه 50 إلكتروناً إشغال حالات كمومية ذات أعداد مدارية من $l=0$ إلى $l=4$. ويعطي هذا، بفرض تردي اللف المضاعف، أعداد الإلكترونات في كل

مستوى: 2 + 6 + 10 + 14 + 18، كما هو موضح في الشكل 26.4. تملأ الإلكترونات العشرة الباقية مستوى الطاقة المحدد بالعدد المداري 5 = l. في الحقيقة، يساوي عدد هذه الحالات الكلي $(1 + l\ 2)*2 = 22$.

إذا توخينا الدقة الآن، فإن شكل المضلع الفراغي المنتظم يختلف عن الكرة وله تناظر أقل. وبتحليل التناظر الأقل، نجد تقسيماً للحالات l في ثلاث مجموعات، كما يظهر الشكل 26.4 (تمثل h_{1u} و t_{1u} و t_{1g} أنماط التناظر المختلفة). تستضيف المستويات الخمسة الأدنى (باستثناء تردي اللف) الإلكترونات العشرة الباقية و يمكن وصفه بالمدارات الجزيئية الأكثر انشغالية. ترتفع المجموعتان الموافقتان للحالات 5 = l بشكل كبير؛ وتشكل مع الحالات6 = l المدارات الجزيئية الأقل انشغالية. من الممكن، من حيث المفهوم، تغيير الخواص الإلكترونية لجزيء فولارين وحيد عن طريق تبديل ذرة C بذرة ذات عدد إلكترونات تكافؤ أكبر أو أصغر. يمكن النظر إلى هذا كنوع من الإشابة. مثاله الآزوفولارين ذو الصيغة الكيميائية $C_{59}N$، حيث جرى تبديل ذرة C بذرة N.

إن وجود المدارات الجزيئية الغير المأهولة في C60 يفسر التأثيرات الجزيئية المتبادلة لكرات البلياردو الكربونية. فعلى سبيل المثال، تجذب جزيئتان C60 إحداهما الأخرى، باعتبارهما منظومتين معتدلتين، عبر استقطاب الغمامات الإلكترونية. يعود هذا التجاذب إلى قوى فان دير فالس. وبسبب هذه القوى، تشكل جزيئتا فولارين المتثاني C60−C60 مع طاقة تزاوج تقدر بحوالى 0.27 eV. وتكون قوى فان دير فالس ذاتها مسؤولة عن التأثير المتبادل وادمصاص جزيئات الفولارين على سطوح المواد المختلفة. يبين الشكل 27.4 جزيئات الفولارين المدمصة على سطح سيليكوني.

وبما أن قوى فان دير فالس ضعيفة نسبياً، تنتثر جزيئات الفولارين مباشرة على السطح، وتستطيع أن تشكل جزراً مسدسة مغلقة ومتراصة بتراكيز عالية، كما نرى في الشكل 28.4.



الشكل 28.4: تجمعات كبيرة من الفولارين تشكل مسدساً على سطح

مأخوذة من: **P. Moriarty, "Nanostructured Materials,"** ***Reports on Progress in Physics*****, vol. 64, no. 369 (2001) © IOP Publishing Limited.**

تشكل كرات بليياردو الفولارين بعد ذلك بلورات مكعبة مركزية الوجوه (عند درجة حرارة الغرفة) بطاقة ارتباط كبيرة فيها (1.6 eV~ للجزيئة). ومن المثير للاهتمام أن قيمة ثابت الشبكة لبلورة C_{60} كبيرة بشكل غير اعتيادي (1.42 nm).

وخلاصة القول إن جزيئات الفولارين تمثل أجساماً نانوية طبيعية وثابتة للغاية، كما إنها تبدي عدداً من الخواص الفيزيائية والكيميائية المثيرة للاهتمام، التي يمكن ضبطها واستعمالها في تطبيقات العلوم النانوية.

9.4 ملاحظات ختامية

بدأنا هذا الفصل بتعريف المواد البلورية. وقدمنا مكوّنين هامين جداً للبلورات، أي النظام الجزئي الإلكتروني والشبكة البلورية. تحدد التطبيقات الإلكترونية لمادة ما بشكل أساسي بخواصها الإلكترونية. ونتيجة لدورية البلورات، يمكن أن نفسر طاقة الإلكترون بدلالة الفجوات الطاقية. واعتماداً على المواضع النسبية للفجوات الطاقية وإشغالها بالإلكترونات، يمكن أن نصف المادة كعازل كهربائي أو نصف ناقل أو معدن. ولقد وجدنا أنه بالرغم من التأثير المتبادل للإلكترونات وعدد كبير من الذرات والشوارد التي تشكل

البلور، يمكن أن ننسب ما يشبه كمية حركة (شعاع موجة) إلى الإلكترون وأنه طاقة الإلكترون، نظراً إلى مدى أشعة الموجة الفعلي، يمكن تقريبها بتناسب بسيط مع شعاع الموجة. يلزمنا إدراج مفاهيم جديدة لوصف الإلكترونات في هذه الحالات وهذه المفاهيم هي: (1) مواضع النهايات الصغرى للطاقة و(2) فجوة الحزم و(3) الكتل الفعالة.

قمنا بتحليل خلائط أنصاف النواقل، وعرفنا أنه في حالات عملية عديدة يمكن وصف طيف طاقة الخليط بطبقة مشابهة لتلك المستخدمة في البلورات الصافية. يمكن هندسة هذه الخلائط للحصول على تغيرات كبيرة لمعاملات الإلكترون.

ثم قمنا بشرح تشكل الانقطاعات في كل من روابط النقل والتكافؤ عند تشكل الوصلات الهجينة بجمع مادتين معاً. يمثل هذا الأثر الأساس العلمي لتغيير طيف طاقة الإلكترون وهي مفيدة على وجه الخصوص في التغير المكاني لخطوط الكمون التي تعرفها الإلكترونات والثقوب، وكذلك من أجل توليد بنى نانوية مبنية على الوصلات الهجينة الصنعية متعددة وذات حواجز طاقة؛ تتضمن هذه البنى النانوية الآبار الكمومية والأسلاك الكمومية والعلب الكمومية والشبكات الفائقة.

بتحليل أحدث طرق تصنيع البنى النانوية الهجينة، ثبت أنه يمكن الحصول على بنى نانوية هجينة عالية الجودة باستخدام مواد ذات خواص بلورية متشابهة، كمواد من نفس المجموعة مثلاً. إن نسبة ثابتي الشبكة للمادتين عامل أساسي في هذه البنى المتباينة. إذا تطابق هذان الثابتان تقريباً، كما يحدث في حالة المواد المتطابقة الشبكة، يمكننا الحصول على بنية متباينة بدون شد نتيجة غياب عدم تطابق الشبكة أو عيوب التوافق. وتمثل البنية الهجينة AlGaAs/GaAs مثالاً على نظام متطابق الشبكة لهذا.

وقد وجدنا من أجل المواد ذات عدم تطابق الشبكة أن الطبقات الرقيقة فقط يمكنها استيعاب عدم تطابق الشبكة وتحتفظ ببنية بلورية قريبة من المثالية. وتكون البنى الناتجة طبقات مشدودة شبه منتظمة. يقود الشد في البنى المتباينة شبه المنتظمة إلى مجموعة من الظواهر الجديدة، وعلى وجه الخصوص، يؤثر الشد في طيف الطاقة في الطبقات المشدودة. مثال ذلك البنية الهجينة Si/Ge.

وختاماً، درسنا الخواص الإلكترونية والبنيوية للأغراض النانوية البعد الجديدة كأنابيب الكربون النانوية وكرات بلياردو الفولارين.

يمكن العثور على معلومات إضافية حول تناظر البلورات، وطيف طاقة الإلكترون والنظرية العامة لآثار الشد في الكتابين التاليين:

- Charles Kittel, *Quantum Theory of Solids* (New York: John Wiley and Sons Inc., 1963).
- I. Ipatova and V. Mitin, *Introduction to Solid-State Electronics* (New York: Addison-Wesley Publishing Company, 1996).

وقد أعطى الأستاذ هيربرت كرومر في محاضرة جائزة نوبل لمحة تاريخية عن البنى المتباينة النانوية النصف الناقلة والدوافع وراء صناعتها وكانت بعنوان:

- H. Kromer, "Quasielectric Fields and Band Offsets: Teaching Electrons New Tricks," *Reviews of Modern Physics*, vol. 73, no. 783 (2001).

ونجد في المرجعين التاليين معالجة مفصلة لخلائط أنصاف النواقل والوصلات الهجينة وكذلك مراجعة لطرق تصنعها وإشابتها:

- J. Singh, *Physics of Semiconductors and their Heterostructures* (New York: McGraw Hill, 1993).
- V. V. Mitin, V. A. Kochelap, M. A. Stroscio, *Quantum Heterostructures* (New York: Cambridge University Press, 1999).

المنشورات التالية مخصصة لحساب طيف طاقة الإلكترون ومناقشتها وكذلك توابع الموجة في مختلف البنى الكمومية النصف الناقلة.

- T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, "Electronic Properties of Two-Dimensional Systems," *Reviews of Modern Physics:* vol. 54, no. 437 (1982).
- G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (New York: Halsted Press, 1988).
- C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures* (San Diego, CA: Academic Press, 1991).

ويقدم المنشوران التاليان وصفاً مفصلاً لأنابيب الكربون النانوية وكرات البلياردو الكربونية:

– M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus and P. C. Eklund, *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes* (San Diego: CA, Academic Press, 1996).
– P. Moriarty, "Nanostructural Materials," *Reports on Progress in Physics,* vol. 64, no. 297 (2001).

10.4 مسائل

1. احسب عدد ذرات *Si* في $1\ cm^3$ وكثافة السيليكون البلوري، علماً بأن ثابت شبكة السيليكون $a=5.93\times10^{-8}cm$، وأن عدد ذرات *Si* في حجم a^3 يساوي ثمانية، وأن الوزن الذري للسيليكون هو $2.81\ g.mole^{-1}$.

2. احسب حجم منطقة بريوين الأولى في الفضاء K– من أجل شبكة مكعبة بسيطة ذات ثابت شبكة $a=5\times10^{-8}cm$ افترض أن الطاقة الوسطى للإلكترونات تساوي $3k_BT/2$ حيث k_B ثابت بولتزمان ($k_B=1.3810^{-23}JK^{-1}$) وT حرارة الغرفة. احسب الحجم الذي تشغله الإلكترونات في الفضاء K– عند $T=300K$ مع الكتلة الفعالة $m=0.1$ m_0 حيث m_0 كتلة الإلكترون الحر. قارن بين هذين الحجمين، وناقش إذا كانت المعادلة (17.4) صالحة من أجل الإلكترونات بالمحددات المذكورة آنفاً.

3. يجرى وضع ثلاثة إلكترونات لهم نفس الطاقة في ثلاثة أودية طاقة مختلفة للسيليكون. توجد الوديان عند النقاط Δ للمحاور [100]، [010]، [001]. على فرض أن الإلكترونات الثلاث تتحرك في نفس الاتجاه، لنقل [100] وباستخدام العلاقتين (17.4) و(19.4) أوجد نسبة سرعات هذه الإلكترونات.

4. لنأخذ حالة حزمة تكافؤ تتألف من فروع لثقوب خفيفة وثقيلة. ولنفرض أن الثقب الثقيل بطاقة *E* ينتقل إلى حالة ثقب خفيف بنفس الطاقة *E*. أوجد نسب كميات الحركة وسرعات الثقب في الحالة الابتدائية والنهائية.

5. من أجل الخليط $Al_xGa_{1-x}As$ أوجد التركيبة التي تمتلك فجوة حزم طاقة تساوي 2eV باستخدام الجدول 6.4. ومن أجل هذا الخليط حدد الكتل الفعلية في واديي Γ وX باستخدام الجدول 7.4.

6. افرض أنه من أجل بعض التطبيقات، يلزم أن نستخدم فيلماً من InGaAs بنوعية عالية يمكن تنميته على ركيزة من InP. باستخدام المعادلة (20.4) ومعطيات الجدول 8.4، أوجد تركيبة الشبكة المطابقة لهذا الخليط، وثابت الشبكة، وفجوة حزم الطاقة، وطول موجة الضوء الموافق لفجوة الحزم هذه.

7. بفرض أن إزاحة حزمة النقل لوصلة هجينة $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ تساوي 60% من فرق فجوة لحزم لهذه المواد، أوجد تركيبة طبعة AlGaAs اللازمة لتمتلك الوصلة الهجينة الناتجة حاجز طاقة للإلكترونات مساوياً 0.3eV. احسب حاجز الطاقة للثقوب.

8. بناءً على قيم ثوابت الشبكة المعطاة في الجدول 8.4، فسّر لماذا يمكن تنمية بنى متباينة مستقرة $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ و$InAl_{1-x}As/I_{my}Ga_{1-y}As$. اشرح لماذا يصعب تنمية بنى متباينة مستقرة من GaP/SiC وInP/SiC.

9. أوجد عدد السداسيات (hexagons) في خلية الوحدة في الأنابيب النانوية المتعرجة وأنابيب الأريكة. احسب أنصاف الأقطار لأنابيب نانوية (8، 7) و(10، 11).

الفصل الخامس

تقنيات التنمية والتصنيع والقياس للبنى النانوية

1.5 مقدمة

بعد أن راجعنا الخواص الأساسية للمواد المستخدمة في الإلكترونيات النانوية، سندرس الآن الطرق الرئيسية لتنمية المواد بجودة عالية وتصنيع الأدوات النانوية. إن طرق تنمية المواد المثالية مع التحكم بمواصفاتها هامة جداً لصناعة البنى النانوية. في الحقيقة يجب تلبية متطلبات قاسية لتنمية البلورات في الأدوات النانوية الأبعاد. وتتضمن هذه المتطلبات عناصر عديدة، وقبل كل شيء نوعيةً عاليةً جداً وصفاءً متحكماً بهما بدقة. تبدي الأمثلة التالية معنى عبارة "نوعية عالية جداً". من أجل بلورات Si المستخدمة في الأدوات النانوية، تبلغ تراكيز الإشابة المتحكم بها أقل من جزء من عشرة مليارات (1 في 1010). وفي حالة Ge يكون هذا العدد في المجال 1 في 1013 إلى 1014. يمكن تحديد نوعية بلورة السيليكون المستخدمة في الإلكترونيات النانوية بعبارة كثافة العيوب: يجب أن تكون محدودة ببضع عشرات لكل 1m3 من شرائح السيليكون اعتماداً على خارطة طريق نصف الناقل، التي سبق وناقشناها في الفصل الأول. سندرس في الفقرة 2.5 الطرق الأساسية لتنمية مواد بلورية مثالية وبنى متباينة متعددة الطبقات.

لتصنيع بنية نانوية أو أداة نانوية (nanodevice) يمكن سلوك مقاربتين. تبنى المقاربة الأولى على مادة مثالية منماة بشكل مسبق تعالج لاحقاً. ويتضمن هذا عدداً من مراحل التصنيع، والطرائق منها: الطبع الضوئي النانوي، والحفر، والزرع، والإشابة الانتقائية.. الخ. وسنتناول في الفقرة 3.5 هذه الطرق. أما المقاربة الثانية فهي تستثمر النظم الخاصة لنمو المواد، حيث تتشكل البنى النانوية تلقائياً بفضل حركية النمو. يمكن

لنظام النمو هذا أن يتحكم بالحجم والشكل والخواص الأخرى للبنى النانوية. سنعطي تفاصيل هذه المقاربة في الفقرة 4.5.

يعتمد التقدم في تحسين تقنيات التصنيع للبنى النانوية على التطورات الكبيرة في طرق التوصيف. وعلى وجه الخصوص في معرفة توزيع وتركيب الإشابة، وشد الشبكة، والمعاملات الأخرى للبنى النانوية وذلك بدقة الأبعاد الذرية. يمكن في الوقت الراهن تناول ذرة واحدة (شاردة) في جسم صلب. سنقدم في الفقرة 5.5 أهم تقنيات التوصيف كالمجهر ذي القوة الذرية ومجهر المسح النفقي، ومجهر الإصدار الإلكتروني، وغيرها.

تمثل المقاربات المذكورة آنفاً لإنتاج البنى النانوية والأدوات الإلكترونية النانوية تحسينات تطورية في طرق التنمية والمعالجة التي سبق تطبيقها في الإلكترونيات الدقيقة. وتتطلب الأغراض النانوية كأنابيب الكربون النانوية والجزئيات الحيوية تقنيات إنتاج أخرى. وسنلقي الضوء على هذه التقنيات في الفقرتين 6.5، و7.5.

يتطلب التطور في التقانة النانوية استخدام طرق ومفاهيم من كل مجالات العلوم والهندسة تقريباً. يمكن للكيمياء التركيبية وعلم الأحياء تقديم الكثير لهذا المجال البازغ، كما يمكن استخدام بعض المفاهيم الأساسية لهذه العلوم، وتتضمن هذه المفاهيم الطرق الكيميائية والحيوية لتشكيل السطوح النانوية وتحضير المواد النانوية ذات الخواص المبرمجة من المكونات اللاعضوية بمساعدة جزئيات DNA موصلة. وسنناقش الأفكار الأساسية المتعلقة بهذه المقاربات الكيميائية والحيوية في الفقرة 8.5.

يمكن استخدام التطورات التقانية المعروفة في الإلكترونيات الدقيقة والنانوية لصنع صف آخر من الأدوات النانوية التي توظف كلاًّ من الخواص الكهربائية والميكانيكية للبنى النانوية. ندعو هذا الجيل الجديد من الأدوات بالنظم الكهرميكانيكية النانوية (nanoelectronical systems) أو (NEMS). في الحقيقة، يظهر تطور شديد لدى مزاوجة درجات الحرية الإلكترونية والميكانيكية في السلم النانوي. وهذا يؤدي إلى صف جديد من الأدوات يتضمن الآلات النانوية (nanomachines)، والحساسات النانوية، والعديد من الأدوات التي تعمل في السلم النانوي. سندرس في الفقرة 9.5 طرق تصنيع هذا الصف من الأدوات النانوية.

2.5 بلورة الركيزة ونمو البنى المتباينة

بالرغم من أن للطرق التقانية، وخاصة نظم تنمية أنماط مختلفة من البلورات مختلفة بشكل عام إلا أنها تمتلك أجزاء مشتركة كثيرة. سندرس هنا الخطوات المشتركة لتنمية المواد الصرفة باستخدام تقانة السيليكون على سبيل المثال.

تنمية البلورة المفردة

إن الخطوات الثلاثة التالية ضرورية لإنتاج بلورات سيليكون عالية النوعية:

(i) إنتاج سيليكون تعديني الرتبة (مستوى إشابة من رتبة $5x10^{16}cm^{-3}$)؛ (ii) تحسين المادة الأخيرة إلى سيليكون إلكتروني الرتبة (مستوى إشابة من رتبة $5x10^{13}cm^{-3}$ أو أقل)؛ (iii) تحويل إلى سبائك سيليكون أحادي البلورة.

يجري إنتاج السيليكون التعديني الرتبة عبر تفاعل ثاني أكسيد السيليكون SiO_2 مع الكربون C بشكل فحم الكوك.

$$SiO_2 + 2C \rightarrow Si + 2CO \qquad (1.5)$$

وهو يتطلب درجة حرارة عالية جداً (1800ºC تقريباً). وفحم الكوك هو فحم جرى إزالة معظم الغازات منه. ولا يكون السيليكون الناتج من هذه المرحلة أحادي البلورة، ولا يكون نقياً بدرجة تكفي للتطبيقات الإلكترونية، مع أنه جيد من أجل بعض التطبيقات التعدينية كإنتاج الفولاذ الذي لا يصدأ.

يمكن الوصول إلى تقليص الشوائب بتنفيذ التفاعل التالي بين السيليكون وحمض كلور الماء الجاف (الهيدروكلوريك) HCl:

$$Si + 3HCl \rightarrow HSiCl_3 + H_2 \qquad (2.5)$$

نحصل بذلك على ثلاثي كلورسيلان $HSiCl_3$ وهو سائل درجة غليانه 32ºC.

وينتج في نفس الوقت مع $HSiCl_3$ مركبات من شوائب الكلور ككلور الحديد $FeCl_3$. وبما أن درجات الغليان لهذه المركبات مختلفة يمكن استخدام تقنية التقطير البسيط (fractional distillation technique): يجري تسخين مزيج $HSiCl_3$ ومركبات الكلور الأخرى ثم يجري تكثيفها في سلسلة من أبراج التقطير عند درجات حرارة مناسبة. ونقوم بهذه التقنية بفصل $HSiCl_3$ عن باقي الشوائب. ويؤدي تفاعل $HSiCl_3$ مع الهيدروجين H_2 إلى الحصول على السيليكون الإلكتروني المرتبة:

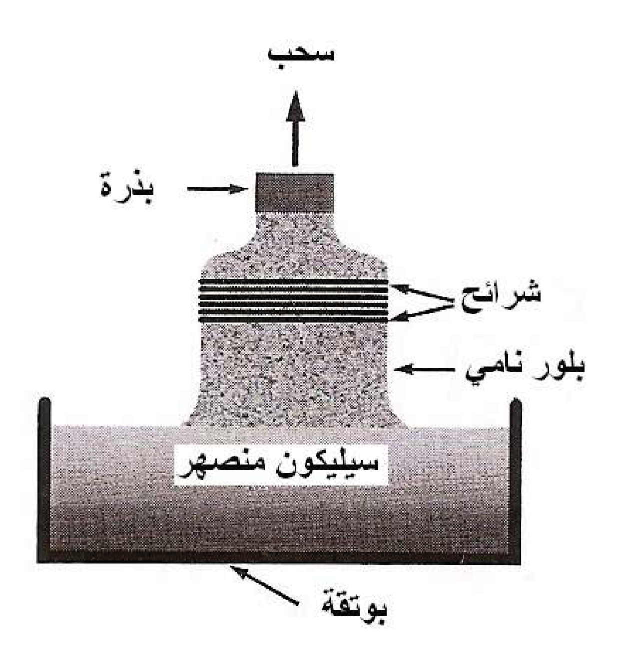
$$2HSiCl_3 + 2H_2 \rightarrow 2Si + 6HCl \qquad (3.5)$$

ويكون السيليكون النقي الناتج من هذا التفاعل متعدد البلورات (polycrystalline).

ترتكز المرحلة الأخيرة التي تحول السيليكون المتعدد البلورات إلى سبائك سيليكون أحادي البلورة على طريقة شوكرالسكي Czochralski. تزود بذرات بلورة سيليكون، في هذه الطريقة، قالباً للتنمية.

يجرى بداية غمس هذه البذرة في مادة السيليكون المنصهرة (ينصهر السيليكون عند درجة الحرارة 1412ºC). ترفع بعدئذ البذرة ببطء بحيث تتبلور المادة المنصهرة الملامسة للبذرة أثناء سحبها من المادة المنصهرة. وللحصول على سبائك عالية التجانس تقوم بتدوير البذرة والمحافظة على استقرار الحرارة. يوضح الشكل 1.5 طريقة شكرالسكي هذه. ومن المهم أن نذكر أن هذه التقانة تسهل الإشابة أثناء التنمية.

يمكننا في الحقيقة أن نضيف كميات دقيقة من الشوائب (الطعم) ضمن نصف الناقل المنصهر للحصول على مناطق تبلور تحقق تركيز الإشابة المطلوب. تجري استخدام هذه التقنية على نطاق واسع لتنمية السيليكون والجرمانيوم ومركبات أنصاف النواقل (مع شيء من التعديل).



الشكل 1.5 طريقة شوكرالسكي لتنمية أنصاف النواقل الخام

تجري معالجة السبيكة الناتجة للحصول على شرائح بسماكة مئات الميكرونات، كما هو موضع في الشكل 1.5. تستخدم الشرائح فيما بعد لإنتاج أدوات مفردة أو أدوات متكاملة أو لتصنيع بنى أكثر تعقيداً. سنركز في المناقشة التالية على تقنية تنمية طبقات أحادية البلورات على شريحة ركيزة تدعى لنمو التناضد أو اختصاراً التناضد.

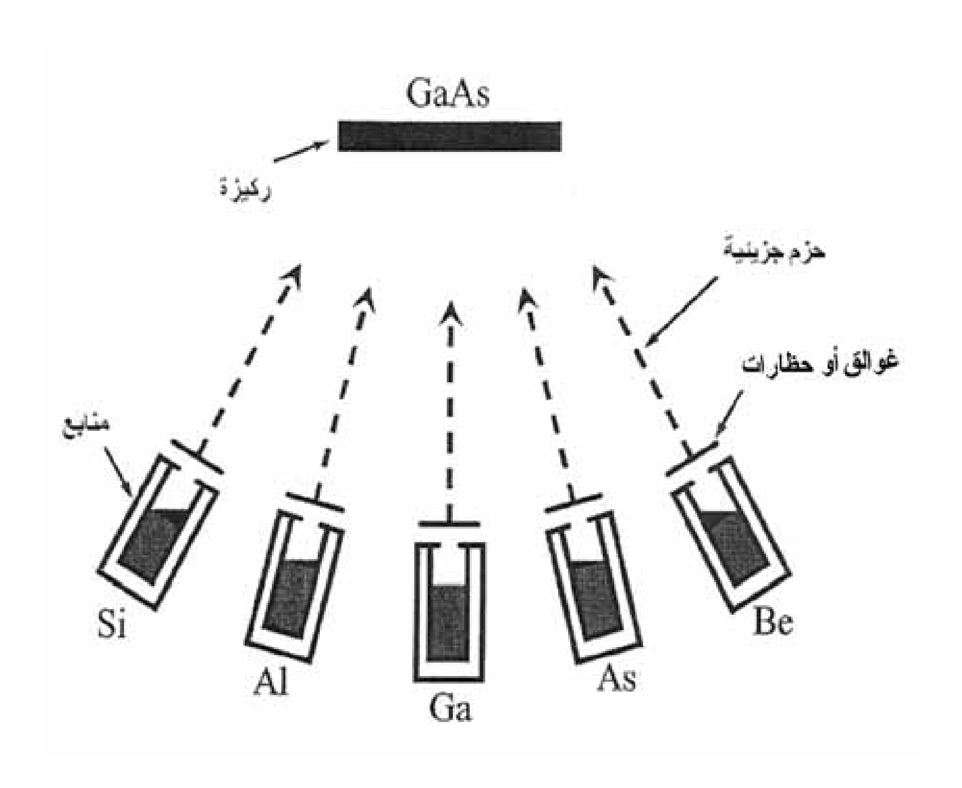
التناضد

إن تصنيع طبقة بلور فوق شريحة من بلورة متوافقة يسمح بالحصول على نمو متحكم فيه بشكل جيد وإنتاج بلورات عالية النوعية بالتوجيه البلوري المطلوب وبدرجات حرارة أقل بكثير من نقطة انصهار الركيزة. وخلال النمو التناضد (epitaxial growth) يمكن استخدام عدة طرق لتوضيع الذرات في طبقة النمو. وإن أكثر الطرق تطوراً هي تناضد الحزمة الجزيئية (MBE) Molecular Beam Epitaxy وتوضيع البخار الكيميائي (CVD) Chemical Vapor Deposition وتناضد الحالة السائلة (LPE) Liquid–Phase Epitaxy. سنفصل هنا طريقتي MBE و CVD.

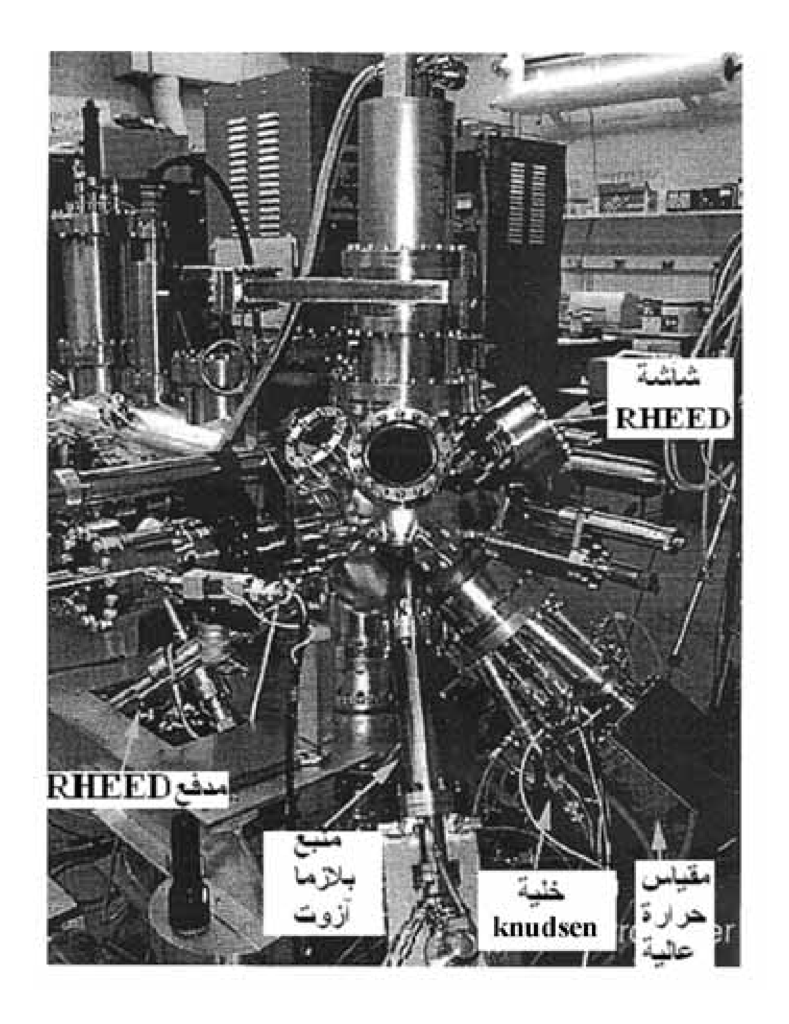
تناضد الحزمة الجزيئية MBE

يمكن تحقيق طريقة MBE في فراغٍ عالٍ حيث تعطى حزمة الجزيئات والذرات المكونات اللازمة لنمو الطبقة البلورية على الركيزة. لنفرض مثلاً أننا نريد تنمية طبقة AlCaAs على ركيزة GaAs. تكون عندنا الركيزة من GaAs والحزم الذرية تدفقات للعناصر Al وGa وAs وكذلك حزم الإشابة (Si للإشابة من نمط n وBe للإشابة من نمط p). وتكون العناصر محتواة في أوعية منفصلة.

تشكل العناصر المنجزة حزماً تكون منفصلةً ومتحكماً بها، وموجهة إلى سطح الركيزة، كما هو موضح في الشكل 2.5 و3.5.



الشكل 2.5: طريقة MBE لتنمية بنية متباينة GaAs/AlGaAs



الشكل 3.5: غرفة MBE نمطية

بتصريح من: © 2007 ECE
<http://www.ece.edu/~dwg/resemch/mbechamber.html>,

وتكون كثافة التدفق للحزم من رتبة $10^{14}–10^{16}$ ذرة cm^{-2}. وتجري المحافظة على الركيزة عند درجة حرارة منخفضة نسبياً (600°C تقريباً من أجل GaAs)، في حين إن كثافة المكونات في الحزم كبيرة.

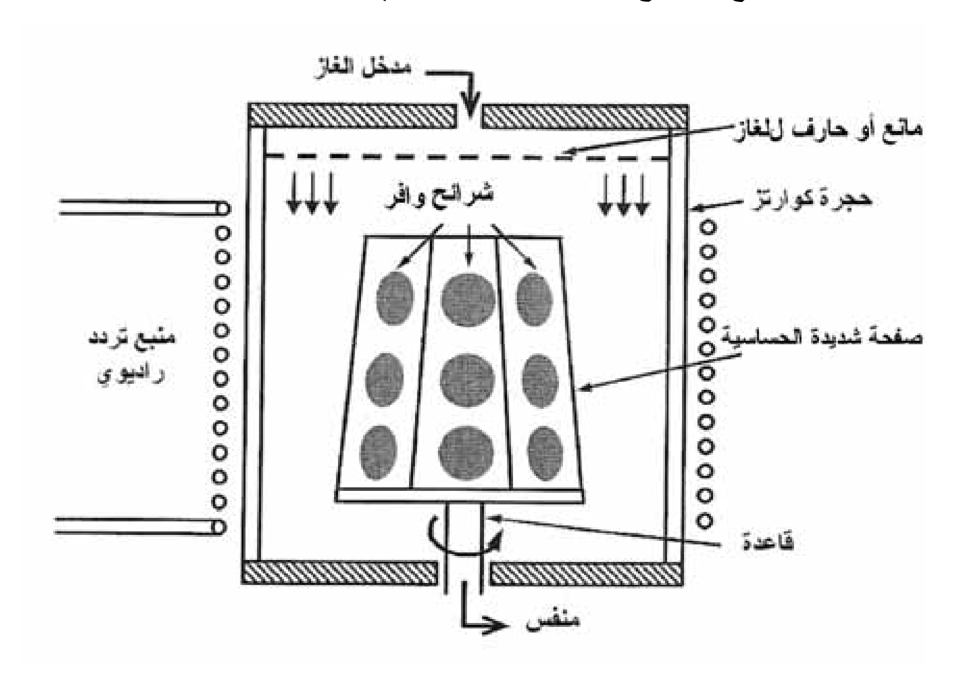
وهذا يعطي نمواً فعّالاً للطبقة. وينتج مستوى نمو منخفض (طبقة واحدة في الثانية)، وهو ما يعرف بالنمو طبقة– طبقة، لينتج طبقة عالية النوعية. وبالتحكم بمصاريع

كل شعاع يمكن أن تنتج تغيرات حادة في تركيب البلورة وتركيز الإشابة على درجة طبقة أحادية مفردة.

توضيع البخار الكيميائي CVD

تسمح طريقة التناضد بتحقيق نمو منخفض الحرارة وباستعمال محاليل كيميائية عالية النقاء لإيصال الذرات اللازمة لنمو الطبقة البلورية. يمكن تنمية الطبقات على بذرة بلور أو ركيزة من مزيج من الأبخرة الكيميائية تحتوي عناصر نصف ناقلة وشوائب.

يجري إنجاز توضع البخار الكيميائي في غرفة تفاعل تسمى المفاعل، كما يوضح الشكل 4.5. ويكون ضغط المواد الكيماوية ضمن المفاعل حوالى 10^4Pa، ويكون التسخين بطاقة منبع بالأمواج الميكروية وتردد راديوي.



الشكل 4.5: طريقة CVD لتنمية البنى الهجينة

في حالة تنمية طبقات Si يمكن استخدام عدة غازات مختلفة تحوي ذرات Si. وتتضمن هذه الغازات رباعي كلور السيليكون $SiCl_4$ والسيلان SiH_4 وثنائي كلوريد السيلان SiH_2Cl_2 وباستخدام رباعي كلور السيليكون يحدث التفاعل مع الهيدروجين:

$$SiCl_4 + 2H_2 \rightarrow Si + 4HCl$$

يجري التفاعل في درجات حرارة تتراوح بين (1150–1250°C). وفي حال استخدام السيلان وثنائي كلور السيلان، يمكن أن يجري التفاعل في درجات حرارة أخفض تتراوح بين (1000–1100°C). إن درجات الحرارة هذه أقل بكثير من درجة انصهار Si وتولد هذه التفاعلات ذرات Si وتعطي درجات الحرارة المنخفضة نمو فعال للبلور على البذرة.

نستخدم التفاعل التالي من أجل نمو مركبات $A_{III}B_V$:

$$A_{III}(CH_3)_3 + B_V H_3 \rightarrow A_{III} B_V + 3CH_4$$

تحدث هذه التفاعلات في درجات حرارة من رتبة 600–700°C. يمكن إيصال طعوم الإشابة بالسيلان (إشابة –m) أو ثنائي ايثيل التوتياء (إشابة –p).

يمكن تطبيق طرق التناضد لإنتاج مواد جديدة يصعب الحصول عليها بالطرق الأخرى. وتشكل مركبات الآزوت عريضة فجوة الحزم لعناصر المجموعة III أمثلة ذلك. تشمل هذه المركبات InGaN وAlGaN.

والخلاصة، فقد أصبح النمو التناضد على أساس طرق CVD وMBE التقنية المهيمنة لصناعة بلورات متعددة الطبقات كاملة بسماكة النانو. ولقد ثبت الحصول على طبقات بانتظامٍ عالٍ جداً بواسطة طرائق التناضد هذه. ويمكن لعناصر المجموعة IV والمركبات III–V أن تنمّى بنجاح وبسماكات متحكم بها بدقة طبقة طبقة أحادية واحدة. ويمكن تحقيق مختلف أنواع الإشابة (الإشابة المنتظمة والإشابة المتغيرة وإشابة دلتا) بدقة عالية. وبما أن ضغوط المركبات الكيميائية الجزئية في المفاعل الكيميائي أعلى بكثير من الضغط في أشعة الجزيئات في طبقة MBE، تكون سرعة نمو البلورة في طريقة CVD أعلى منها في طريقة MBE. ويمكن استخدام الطريقة الأولى (CVD) في الإنتاج الضوئي، في حين إن الثانية (MBE) مناسبة لمختبرات الأبحاث.

3.5 درجات الطبع الضوئي النانوي، والحفر والوسائل الأخرى لتصنيع البنى النانوية والأدوات النانوية

درسنا في الفقرة السابقة طرق تنمية الشرائح الأحادية البلورة عالية النوعية، وكذلك البنى البلورية متعددة الطبقات. ولقد وجدنا أن سماكات الطبقات يمكن أن تكون في سلم النانومتر. إلا أننا نحتاج لإنتاج الأدوات المفردة أو الدارات الكهربائية المصغرة إلى البعد النانوي ببعدين أو ثلاثة، وإلى استخدام طرق إضافية. يجب أولاً الحصول على نماذج توافق خواص الأدوات النانوية أو الدارات على الشريحة. ويمكن تحقيق ذلك باستخدام ما يعرف بطرق الطبع الضوئي النانوي (nanolithography methods).

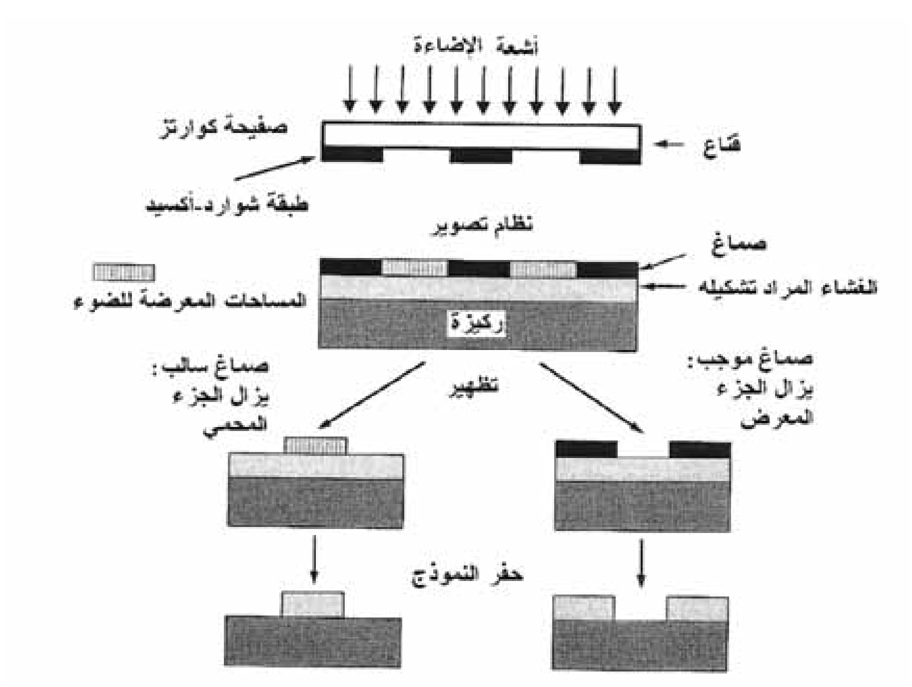
لنبدأ أولاً بالطبع الضوئي (photolithography). إنها طريقة تتطلب توليد شبيكة (reticle)، وهي بشكل رئيسي صُفيحة من الكوارتز الشفاف مطبوع عليها رسمة بالنموذج اللازم. تطلى المناطق الظليلة على الشبيكة بطبقة من أكسيد الحديد تمتص الأشعة فوق البنفسجية (UV). ويجرى تشكيل النموذج على الشاشة بشعاع إلكتروني يتحكم به الكمبيوتر ليتحرك كما تمليه برمجيات مولدة للنماذج. يجري توضيع مادة حساسة لشعاع الإلكترونيات (صماغ مقاوم لشعاع الإلكترونات) على الكوارتز المغطى بأكسيد الحديد.

يجري تعريض الصماغ بشكل انتقائي للشعاع الإلكتروني، ومن ثم تزال المادة المعرضة (صماغ موجب). وثم تزال طبقة أكسيد الحديد انتقائياً بطريقة الحفر لتوليد النموذج المرغوب على صحيفة الكوارتز. وخلال الخطوة التالية يجري وضع طبقة منتظمة من صماغ ضوئي على سطح الشريحة. هنالك نوعان من الصماغ الضوئي: موجب وسالب. يجري تعريض الصماغ للأشعة فوق البنفسجية حيثما توجب وإزالة المادة تحت الصماغ في حالة الصماغ الموجب. يبدل التعرض للأشعة فوق البنفسجية البنية الكيميائية للصباغ من هذا النوع بحيث يصبح قابلاً للحل. يجري بعدئذ إزالة الصماغ المتعرض للأشعة بواسطة محلول إظهار، تاركاً نوافذ للمادة المتوضعة تحته عارية. يحتوي القناع إذاً نسخة عن النموذج الذي يتوجب بقاؤه على الشريحة. تتصرف الصماغات السالبة بالشكل المعاكس تماماً.

يسبب التعرض للأشعة فوق البنفسجية UV أن يصبح الصماغ السالب مبلمراً، وبالتالي فهو أصعب من أن يحلل. وهكذا يبقى الصماغ السالب على السطح حيثما تعرض

للأشعة فوق البنفسجية ويزيل محلول الإظهار الأماكن غير المعرضة فقط. تحوى الأقنعة (masks) عكس النماذج الواجب نقلها (أو سالبة الصورة) من أجل الصماغات السالبة. يظهر الشكل 5.5 خطوات الطبع الضوئي؛ والفروق بين النماذج المولدة باستعمال الصماغات الموجبة والسالبة، ويهيمن النوع الموجب على الصماغات المستخدمة في عمليات التصنيع.

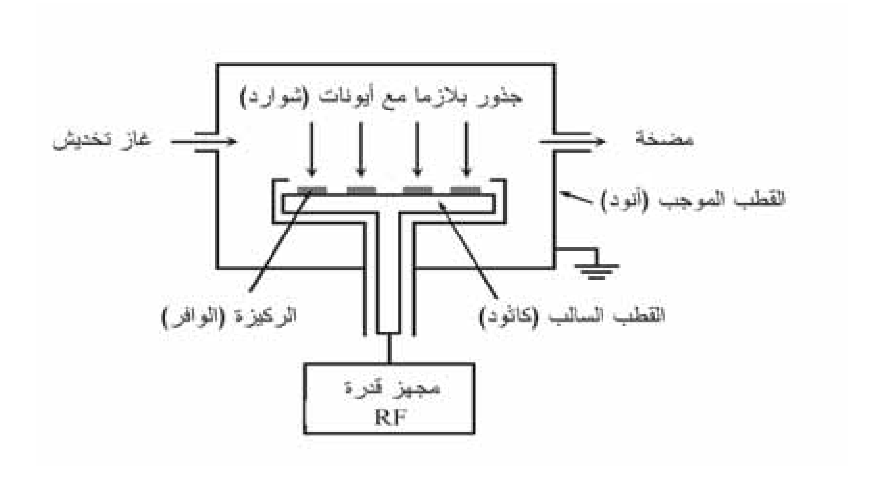
يجب أن يحاذي القناع الشريحة لنقل النماذج إلى سطح الشريحة. وحالما تنتهي عملية المحاذاة بدقة للنموذج مع سطح الشريحة يجري تعريض الصماغ الضوئي إلى ضوء UV عالي الشدة. يظهر الشكل 5.5 طريقة التماس وهي إحدى طرق التعريض. يجري تعريض الصماغ إلى ضوء UV حسب هذه الطريقة مع الحفاظ على التماس بين الشريحة والقناع. ونتيجة لهذا التماس المباشر تكون دقة الطباعة المباشرة عالية جداً.



الشكل 5.5: عمليات الطبع الضوئي الأساسية

يمثل الإظهار إحدى الخطوات الأخيرة في الطبع الضوئي. يظهر الشكل 5.5 نتائج التعريض والإظهار من أجل كلٍّ من الصماغ الموجب والسالب.

في الواقع، إن عمليات الطبع الضوئي معروفة منذ عقود. وعلينا أن نفهم المحدودية الناتجة من طبيعة الموجة للضوء حتى نستعملها في البنى النانوية. وكما سبق ورأينا في الفصل الثاني نطبق علم الضوء الهندسي من أجل الأبعاد التي تكون أكبر من طول موجة الضوء. ويحد أثر الموجة (انعراج الضوء) من تطبيق الطبع الضوئي على الأبعاد الصغيرة من رتبة طول موجة الضوء. وهكذا يفضل استخدام أطوال موجة أقصر. ومثال هذه الأطوال الأقصر أشعة UV الصادرة عن مصابيح الزئبق ($0.365\mu m$) وليزر فلوريد الأرغون ArF ($0.193\mu m$). يمكن الحصول على خطوط بعرض $0.25\mu m$ و$0.15\mu m$ باستخدام مصادر UV هذه على التوالي. ويبدو الدخول إلى أشعة UV العميقة صعباً للغاية.



الشكل 6.5: الحفر بالأيون التفاعلي

يكون انعراج الضوء الآنف الذكر أصغر بكثير من أجل أشعة X وحزم الإلكترونات وحزم الذرات. وعليه فإن التقدم في الطبع الضوئي النانوي يحدث نتيجة استخدام الحزم قصيرة طول الموجة هذه. فعلى سبيل المثال، للإلكترونات ذات طاقة 10keV طول موجة يساوي $0.1Å$ أي أقل من ثوابت الشبكة لأي بلورة. ويكون عرض الخط الحدي محدداً حينئذ بالتفاعل مع طبقة الصماغ الضوئي. ويمكن من حيث المبدأ الحصول على عرض خط أقل من $0.1\mu m$ بالكتابة المباشرة بحزمة إلكترون على صماغ ضوئي.

الحفر

حالما يتشكل نموذج صماغ، نستخدم طريقة الحفر لإنتاج (etching) البنى المطلوبة كما في الشكل 5.5. هنالك العديد من طرق الحفر– وإحدى هذه الطرق الواسعة الانتشار طريقة الحفر الكيميائي الرطب. نستخدم مثلاً حمض الفلور المخفف HF لحفر طبقة SiO_2 تغطي السيليكون. يتفاعل حمض الفلور مع SiO_2 ولا يؤثر في الصماغ الضوئي أو السيليكون، أي إن هذه الحفر الكيميائي الرطب انتقائي تماماً.

إلا أن سرعة الحفر ذاتها في كل الاتجاهات العمودية والجانبية، وعليه فالحفر لامتناح. إن استخدام تقنية حفر لامتناح مقبول فقط من أجل البنى الكبيرة نسبياً. أما من أجل البنى الثانوية البعد فيفضل استخدام حفر متناحٍ يكون فيه الحفر العمودي أسرع.

يستثمر الحفر المتناحي (anisotropic etching) لمادة عملية فيزيائية أو تشكيلية من طرق فيزيائية وكيميائية. ويعتبر رد الفعل الشاردي (reactive–ion etching) أفضل طريقة حفر متناح معروفة. إن حفر رد الفعل الشاردي مبني على استخدام تفاعلات البلازما. تعمل هذه الطريقة كالتالي: يملأ غاز حفر مناسب ككلور فلور الكربون وعاء الشرائح. ويجري تخفيض الضغط بحيث ينتج جهد التردد الراديوي (FR) بلازما. تمثل الشريحة (wafer) المراد حفرها مهبط تفريغ الشحنة RF هذا، في حيث يجري وصل جدران الوعاء بالأرضي وتتصرف كمصعد (anode).

يوضح الشكل 6.5 المخطط الأساسي لطريقة الحفر الشاردي. يشحن الكمون الكهربائي (electric voltage) الإلكترونات الخفيفة التي تشرد الجزيئات الغازية مولدة شوارد موجبة وقطعاً جزيئية تدعى بالجذور الكيميائية (chemical radicals). تقصف الشوارد التي يسرّعها الحقل الكهربائي سطح الشريحة عمودياً. يساهم هذا القصف العمودي في الحفر ويجعله متناحياً بدرجة عالية. إلا أن هذه العملية ليست انتقائية لسوء الحظ. ولكن الجذور الكيميائية الموجودة في الوعاء ترفع من الحفر الكيميائي الانتقائي كما سبق ذكره. نرى أن الطريقة تجمع بين المركبات المتناحية واللامتناحية، ويمكن أن تعطي نتائج جيدة للحفر في السلم الثانوي.

الإشابة

كما سبق وناقشنا في الفقرة 2.4 ، إن نصف الناقل الكامل عازل في درجات الحرارة المنخفضة:

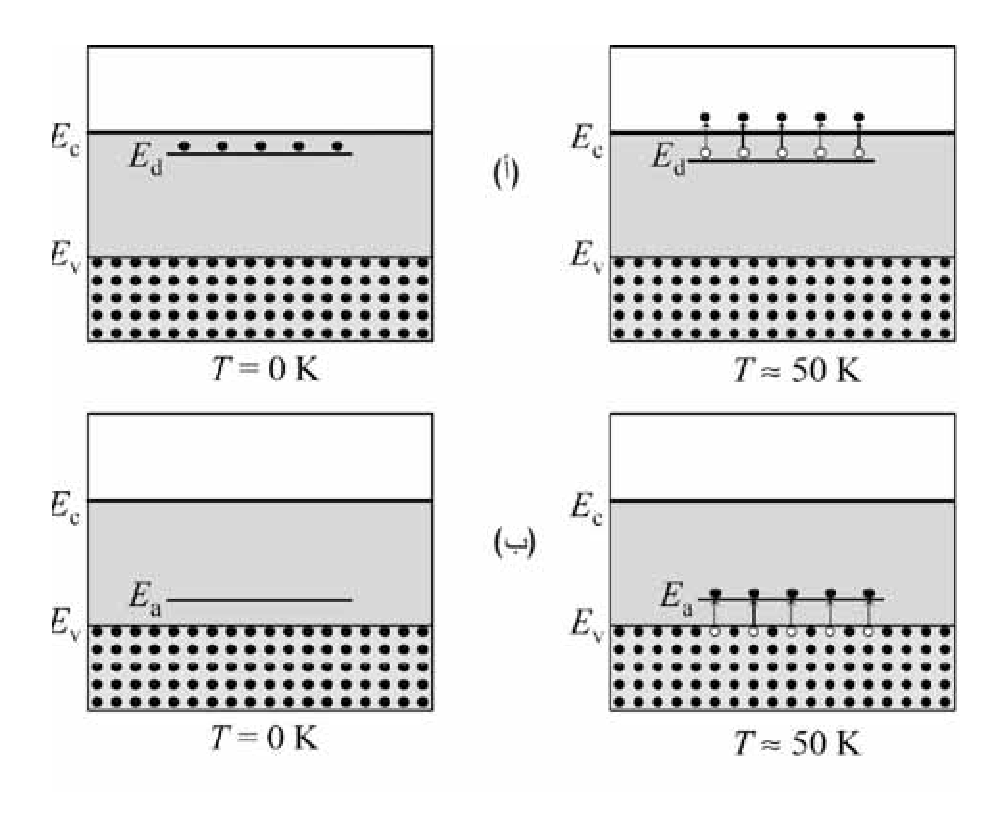
تكون حزمة التكافؤ مملوءة تماماً بإلكترونات التكافؤ، في حين إن حزمة النقل فارغة تماماً. عندما ترتفع درجة حرارة البلورة، تثار بعض الإلكترونات إلى حزمة النقل الأمر الذي يولّد زوجاً: إلكترونات في حزمة النقل وثقباً في حزمة التكافؤ. وعليه للحصول على تركيز الإلكترونات n وتركيز الثقوب p نستخدم العلاقة:

$$n = p = n_i(T).$$

حيث $n_i(T)$ الكثافة الذاتية (intrinsic density) للإلكترونات والثقوب وهي تتعلق بالحرارة. ويدعى نصف الناقل هذا مادّة ذاتية (intrinsic material). وتكون التراكيز الذاتية صغيرة ولا يمكن التحكم بها بشكل فعّال عملياً. ومن المهم أن نجد طريقة لتوليد تراكيز الإلكترونات و/أو الثقوب التي نحتاجها لتطبيق محدد.

إن أكثر الطرق شيوعاً لتغيير تراكيز الإلكترونات والثقوب في بلور تتمثل في عملية إضافة الإشابات (dopes) إلى المادة، أي عملية الإشابة (doping) (التطعيم). ترتكز العملية على الصورة الفيزيائية التالية: عندما تضاف إشابة إلى نصف الناقل، تضاف مستويات طاقة إلى بنية الطاقة للبلور ويتيح العديد منها قرب طاقات فجوات الحزم. سندرس هنا حالتين هامتين:

(1) مستويات الإشابة قريبة من حزمة النقل و(2) المستويات قريبة من حزمة التكافؤ. يمكن أن تكون الشوائب معطية للإلكترونات (doners) لحزمة النقل في الحالة الأولى. في حين إنها تكون مستلمة (acceptors) في الحالة الثانية وأي إنها تقبل الإلكترونات من حزمة التكافؤ، وبالتالي تولّد ثقوباً في حزمة التكافؤ. وعلى سبيل المثال تكون الشوائب من المجموعة الخامسة من الجدول الدوري للعناصر "معطية" (Sb, As, P) وأما الشوائب من المجموعة الثالثة (B, Al, Ga, In) فهي "مستقبلة" من أجل أنصاف نواقل المجموعة IV. وتكون مسافات الطاقة لمستويات المعطي من حزمة الطاقة. وهذا يشجع التشرّد المحفّز حرارياً لهذه الشوائب حتى في درجات الحرارة المنخفضة وكذلك توليد إلكترونات النقل أو الثقوب. يظهر الشكل 7.5 تكوّن حالات الطاقة لأنصاف النواقل من معطين ومستقبلين في درجات الحرارة المنتهية والصفر.



الشكل 7.5: إشابة أنصاف النواقل: (أ) إشابة معطية و(ب) إشابة مستقبلة

ولكن الإلكترون الخامس زائد. ويمكننا أن نعتبر هذا الإلكترون يتحرك حول شاردة موجبة، أي إن الشائبة يمكن تخيلها كذرة هيدروجين مضمنة في وسط عازل. إذا كان نصف قطر حالة الإلكترون لهذه الذرة كبيراً، يمكننا أن نفترض أن الإلكترون كتلة فعالة m^* وهو ما يميز حزمة النقل. وبتطبيق نتائج الفقرة 4.3 التي حصلنا عليها من أجل ذرة هيدروجين، نجد طاقة حالة الأرض لحالة "شبه الهيدروجين" هذه للشائبة ومن المعادلة:

$$E_1 = \frac{m^* e^4}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon\hbar^2} \qquad (4.5)$$

حيث ε_0 و ε هي سماحية الفراغ (permittivity of free space) وثابت العازل (dielectric constant) للمادة على التوالي. يمكننا تطبيق نفس المقاربة من أجل ذرة مستقبلة باعتبار ثقب يتنقل حول شاردة مشحونة سلبياً. وتكون المعادلة (4.5) محققة

إذا استبدلنا الكتلة الفعالة للإلكترون m^* في حزمة النقل بالكتلة الفعالة للثقب m_h في حزمة التكافؤ $m^* \to m_h$.

وتكون الطاقات الاعتيادية لمستويات المعطين والمستقبلين في السيليكون قريبة من 30−60 meV من حزمتي النقل والتكافؤ، ويحدث التشرد عند درجات حرارة أعلى ببضع عشرات من درجات كالفن (K).

وبشكل مشابه للحالة المدروسة مسبقاً لمواد المجموعة IV، تكون ذرات المجموعة VI (S, Se, Te) معطين في مركبات III–V وهي تشغل مكان ذرات المجموعة V. تتصرف الذرات من المجموعة II كمتلقين (Cd, Zm, Be) عندما تشغل ذرات المجموعة V. تحدث حالة أعقد عندما تجرى الإشابة بواسطة ذرات من المجموعة IV، في Si أو Ge مثلاً. تدعى هذه الشوائب بغير المنتظمة (amphoteric) إذ إنها تتصرف كمعطٍ أو كمتلقٍ تبعاً للأماكن التي تشغلها. عندما تشغل إحدى هذه الذرات مكان المجموعة III فإنها ستأتي بإلكترون إضافي، وبالتالي تتصرف كمعطٍ. أما عندما تشغل مكان المجموعة V فإنها تقبل إلكتروناً وتتصرف كمتلقٍ. في CaAs تشغل شوائب السيليكون Si أمكنة Ga، وبالتالي فهي معطية، إلا أنه إذا كان هنالك شواغر أثناء عملية التنمية في مكان As فإن ذرات Si يمكن أن تشغل هذه الشواغر وتخدم كمتلقٍ.

والخلاصة، إن عملية الإشابة للمواد نصف الناقلة تمثل أداةً فعّالة لتحقيق النمط المرغوب من النقالية (conductirity)− ناقلية بالإلكترونات أو بالثقوب− ولتوضيح البنى بقيم مقاومة كهربائية مطلوبة. تعطي طرق الإشابة وسيلة للتحكم بالخواص الإلكترونية عبر مجال واسع من القيم. وسوف ندرس الطرق المناسبة لتصنيع البنى النانوية نصف الناقلة.

4.5 تقنيات توصيف البنى النانوية

لا يمكن الوصول إلى تقدم في دراسة وتصنيع واستعمال البنى النانوية بدون تقنيات مناسبة لتحديد مواصفات هذه البنى. ويجب أن تمكننا هذه التقنيات من تحديد الشكل والمعاملات الهندسية للبنى النانوية، وكذلك توزيع التركيب الكيميائي وحقول الشد... الخ. يمكننا عبر معرفة هذه الأشياء أن نتنبأ بالخواص الإلكترونية والضوئية التي تؤثر بالنهاية في التطبيقات. إن القضايا المتعلقة بالمعاملات الهندسية للبنى النانوية وأشكالها يمكن

دراستها عن طريق مجهر القوة الذرية (AFM (Atomic Force Microscopy ومجهر المسح النفقي (STM (Scanning Tunneling Microscopy. إن الأشكال المختلفة للـSTM ومجهر الإصدار الإلكتروني TEM (Transmission Electron Microscopy) أدوات فعالة لسبر البنى المطمورة. يمكن استخدام انعراج الأشعة -x (x-Ray diffraction) وبعض الطرق المصدرة للفوتونات لتحديد الأشكال والحجوم ولكن لمجاهر AFM وSTM وTEM دقة أعلى. ومن جهة ثانية فإن انعراج الأشعة-x أداة فعالة جداً لقياس حقول الشد، والعقوب (defects). ويلزم كذلك التوسيط عبر العديد من البنى النانوية لتحديد الخواص الإحصائية. ولا تسهل طرق STM وTEM دراسة مساحات واسعة من العيّنة لإنتاج معطيات كميّة. أما تقنيات الإصدار والانعراج فهي تمكن من دراسة مجموعات البنى النانوية الكبيرة، بحيث نحصل على توسيط إحصائي بشكل تلقائي، في حين إن تكميم الاضطرابات صعب أحياناً. تطبق الطرق الضوئية ولأشعة -x بشكل روتيني لتوصيف المواد. ويمكن العثور على دراسة هذه الطرق في المراجع الأخرى.

مجهر المسح النفقي (STM)

تعطي هذه التقنية الجديدة الخطوط الطبوغرافية وتغيرات العمل الوظيفي على المستوى الذري في الفضاء الحقيقي. لقد درسنا في الفقرة 5.4 أن إزالة إلكترون من حزمة النقل لجسم صلب يتطلب كمية من الطاقة تدعى الألفة الإلكترونية (electronic affinity). عندما تكون حزمة النقل ممتلئة جزئياً في معدن أو نصف ناقل مشاب، تكون الطاقة اللازمة لإزاحة الإلكترون أقل وتدعى تابع أو دالة الشغل (work function). دعونا ندرس حالة معدنين ناقلين مفصولين بفراغ. إن عملية نقل إلكترون من جسم صلب إلى آخر من وجهة نظر الفيزياء التقليدية، يمكن النظر إليها كنقل إلكترون عبر حاجز خلاء. وتتطلب هذه العملية طاقة إضافية، ولذا يكون احتمال حدوثها صغيراً.

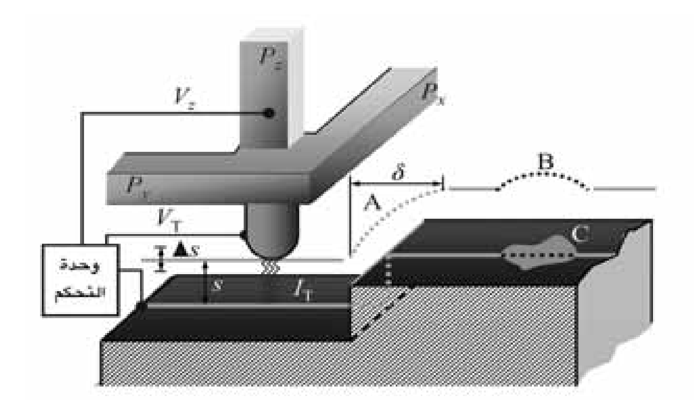
وجدنا في الفقرة 3.3 أنه، بحسب الميكانيك الكمومي، يمكن أن يمزق جسيم منطقة محظورة تقليدياً تحت حاجز كموني. تدعى هذه الظاهرة بالعبور النفقي (tunneling). وعليه يمكن أن يحدث نقل الإلكترونات بين جسمين صلبين كعملية عبور، نفقي خلال (تحت) حاجز الخلاء. ولقد أجرت العديد من تجارب العبور النفقي باستعمال

فيليمين (غشائين) معدنيين مثلاً، يفصل بينهما الخلاء أو عازل صلب (بنية شطيرة). يمكن اعتبار كلٍ من الفيلمين المعدنيين كمسرى، وعندما يطبق فوق كمون على هذين المسريين ينتج ما يعرف بتيار كهربائي نفقي (tunneling electric current). يمكن أن يعطى هذا التيار معلومات عن الخواص الإلكترونية، ولكنها ستكون موسطة وضوحاً على كامل مساحة الفيلم المعدني. يمكن تحقيق دقة فراغية بأبعاد أصغر بكثير من بنى الشطيرة بتشكيل مناسب لأحد المسريين. بما أن الخلاء هو حاجز نفقي، ترتبط هذه التجارب بخواص المسريين وسطحيهما المجرد. يعطى عبور الخلاء النفقي إمكانيات مدهشة وتحديات لدراسة فيزياء السطوح والمواضيع المتعلقة بذلك.

يعتمد مبدأ STM على عبور الإلكترونات النفقي بشكل مباشر وهو يتألف من نهاية معدنية ماسحة (أحد مسريي وصلة النفق) على السطح المراد دراسته (المسرى الثاني) كما يظهر في الشكل 8.5 . تثبت النهاية المعدنية إلى مسوق تحكم ضغطي (piezodrive) معلم كـــ px وpy وpz. ويعمل مسوق العزل من مادة سيراميكية ضغطية (piezoceramic material). إن التيار النفقي I_T تابع حساس للفجوة بين النهاية والسطح S. أي إنه $I_T \, \alpha \, V_T \exp\left(-A\phi^{1/2}S\right)$ حيث ϕ هو الارتفاع الوسطي للحاجز وتساوي القيمة العددية A الواحد، إذا قدرنا ϕ بـــeV وS بـــÅ.

إن ارتفاع الحاجز ϕ_0 يساوي وضوحاً تابع الشغل لمعدن أو نصف ناقل مشاب. يتغير IT بمقدار عشرة أضعاف من أجل كل تغير للفجوة S بمقدار 1 Å، وذلك من أجل قيم عادية لـــ ϕ تبلغ بضع eV. تطبق وحدة التحكم جهداً مستمراً Vz على التحكم الضغطي Pz بحيث يبقى IT ثابتاً عندما يمسح الطرف مع Px وPy على السطح. من أجل تابع ثابت ϕ ، ينتج $V_Z(x,y)$ طوبوغرافيا السطح، أي z(x,y) بشكل مباشر كتغير عند السطح الموضح في الشكل 8.5. يسبب انحناء الطرف لدرجة حادة أن تظهر منتشرة على مسافة δ. إن تغيرات تابع العمل ϕ من أجل تيار نفقي ثابت يعوضها تغيرات في المسافة S. وعليه فإن تابع عمل أقل عند بقعة عدوى C يمكن رؤيته كبنية سطحية إضافية نرمز لها بـــB في الشكل 8.5. إن هذه البنى المولدة بتابع الشغل والبنى الحقيقية يمكن تمييزها بالطريقة التالية: لنفرض أن الفجوة S تتغير بمقدار ΔS عند المسح بتردد أعلى من تردد القطع لوحدة التحكم. عندها لا يمكن التعويض عن هذا التغير عبر حلقة التغذية الخلفية لوحدة التحكم. ونتيجة لذلك سيتغير التيار بمقدار ΔIT عندها تعطى النسبة $j_d \equiv \Delta(\ln I_T)/\Delta S \approx \phi^{1/2}$ تابع العمل الذي يبرز البقعة C مباشرة، في الحالة البسيطة

الموضحة في الشكل 8.5. وبما أنه من الممكن قياس V_Z، وI_T، وj_d فيمكن إعادة تشكيل تابع الشغل والطبوغرافيا (topography).



الشكل 8.5 مبدأ عمل المجهــر النفقي الماسح

يعطي المخطط الأساسي للمجهر النفقي (i) ثبات فجوة الفراغ بأجزاء الأنغستروم و(ii) دقة جانبية بدرجة الأنغستروم Å. ويتطلب هذا تخميداً عالياً للاهتزازات وأطراف نفق حادة جداً. يمكن تحقيق المتطلب الأول باستخدام وسائل ميكانيكية متطورة وذكية. في الواقع، يمكن استخدام حبالٍ مرنة (bungee cords) ذات مرونة مناسبة إذا جرى توضيعها بشكل مناسب! تصنع أطراف النفق اليوم من أسلاك التنغستين أو الموليبدنيوم بأطراف لا تتجاوز أقطارها الميكرومتر الواحد. إلا أن عملية الجلخ الخشن تؤدي إلى تشكيل أطراف صغيرة مدببة. إن التيار النفقي حساس للغاية لفجوة الفراغ S، وهذا يفسر أن الطرف الصغير الأقرب إلى العيّنة يحدد كامل التيار. في الحقيقة تعطى الدقة الجانبية بعرض قناة النفق البالغة الضيق. أضف إلى ذلك أنه يحدث تركيز في التيار النفقي (إضافة إلى التيار الهندسي) بسبب تخفيض ارتفاع حاجز النفق عند حواف الطرف. تبلغ دقة مجهر المسح النفقي حالياً 0.05Å عمودياً وأقل من 2Å جانبياً.

هنالك محدودية لاستخدام مجهر المسح النفقي بحيث يمكن دراسة العيّنات الناقلة (conductive samples) فقط، وكذلك يجب أن تتم القياسات في خواء عالٍ جداً (ultra high-vacum).

ومن جهة ثانية فإن تيار النفق حساس لتركيب المادة والشد. تجعل الدقة الذرية (atomic resolution) من مجهر المسح النفقي STM أداة مثالية لدراسة نمو السطوح

والأوجه (facets) عند هذه الأبعاد مما يعطي نظرة على آليات النمو. تمكن أنظمة الـــSTM الموصولة بغرف النمو من إجراء القياسات بدون الحاجة إلى كسر الخلاء بعد إنهاء النمو.

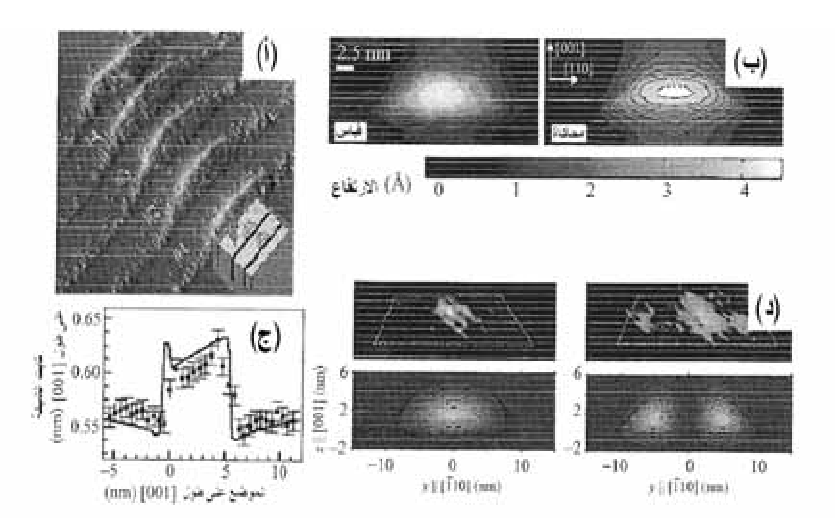
يتحسس تيار النفق في الـــ STM بطبقة رقيقة فقط من سطح العيّنة، وعليه فإن البنى المطمورة تبدو بعيدة عن مدى دراسة الـــ STM. إلا أن هذه البنى المتطورة يمكن فعلاً دراستها بواسطة الـــSTM. في الحقيقة بعد العينات الملتصقة يمكن إجراء الـــ STM عند حافة الالتصاق. هذا المسح النفقي المقطعي يمكن أن يظهر تفاصيل البنى الداخلية للأغراض الثانوية المطمورة.

نبيّن في الشكل 9.5 (أ) الخطوط المحاكاة والمقيسة بواسطة STM مقطعي (cross–sectional STM) بجزر من I_nA_s على شكل هرم مقطوع.

لقد وجدنا مزيجاً في الجزر مع GaAs متناقصاً خطياً من 0.4 عند القاعدة إلى 0 عند قمة الجزر. ويظهر في الشكل 9.5 (ج) توزيع معامل الشبكة الموافق في اتجاه النمو. وهذا يدل بشكل مباشر على ازدياد في الشد في مصفوفة GaAs فوق وتحت الجزر. من الملاحظ أنه إضافة إلى تزويد الـــ STM معلومات بنيوية، جرى استخدام مجهر المسح النفقي بحرارة منخفضة لتحديد توابع الموجة لحالات الإلكترون المفرد في البنى النانوية.

قدمنا في الفقرة 4.3، أثناء دراسة حالات الإلكترون في كمونات متناظرة كروياً، حالات التناظرات المختلفة: ...,s,p ...الخ. عندما نطبق على نقاط InAs (جزر) طرق الـــ STM فإنها تظهر على الفور الأنماط s و p و d وحتى f على شكل عدم تناظر في البنية الإلكترونية التي يمكن إرجاعها إلى عدم تناظر أشكال الجزر. توافق محاكاة حالة الأرض وحالة الإثارة الأولى لجزيرة In As صورة مجهر المسح النفقي التي تظهر أن توابع الموجة لجزر كهذه تشبه الذرات (انظر الشكل 9.5 (د)).

في الصورة اليسرى، هنالك إلكترونات في حالة الأرضية (ground state)؛ وفي الصورة اليمنى هنالك إلكترونات في كلٍّ من حالتي الأرضية والإثارة الأولى (first excited state) اللتين تساهمان في توزع الإلكترونات المقيس. أجري قياسان بجهدين مختلفين لطرف STM: من أجل انحياز منخفض بقيمة 0.69V تساهم فيه الإلكترونات S فقط، في حين إنه في انحياز أكبر بقيمة 0.82V يساهم كل من الإلكترونات S وp في تشكيل صورة STM.



الشكل 9.5: مجهر المسح النفقي المقطعي: (أ) صورة ركام من جزر InAs في GaAs؛ (ب) مقارنة بين خطوط التسوية المقيسة والمحاكاة من أجل عيّنة مشابهة؛ (ج) معامل الشبكة في اتجاه النمو في جزيرة InAs (حصلنا على المعطيات التجريبية بمجهر مسح نفقي مقطعي). الخط المستمر ناتج عن محاكاة فرص تزايد In من قاعدة الجزيرة إلى قمتها L، (د) تابع الموجة الإلكتروني المقيس في حالة انحيازين مختلفين للطرف مقارنةً بالمحاكاة من أجل حالة الأرض وحالة الإثارة الأولى

أعيد طبع النتائج بموافقة: J. Stangl [et al.], "Structural Properties of Self-organized Semiconductor Nanostructures," *Reviews of Modern Physics:* vol. 76, no. 3 (2004), figs. 25 and 26, pp. 725-783.

مجهر القوة الذرية

يقيس مجهر القوة الذرية (atomic-force microscope) أو (AFM) القوة بين سطح العيّنة وطرف دقيق جداً. تقاس الشدة عن طريق تسجيل انحناء الذراع التي يستند إليها الطرف (نمط التماس)(*) أو بقياس تغير تردد التجاوب نتيجة للقوة (نمط الاستجرار)(**). يبدو مثلاً في الشكل 10.5 تقنية AFM في نمط التماس. نظراً إلى قدرة جانبية من بضع نانو مترات ودقة شاقولية من بضعة Å، يعتبر الــ AFM مثالياً لتوصيف

(*) نمط التماس = contact mode.

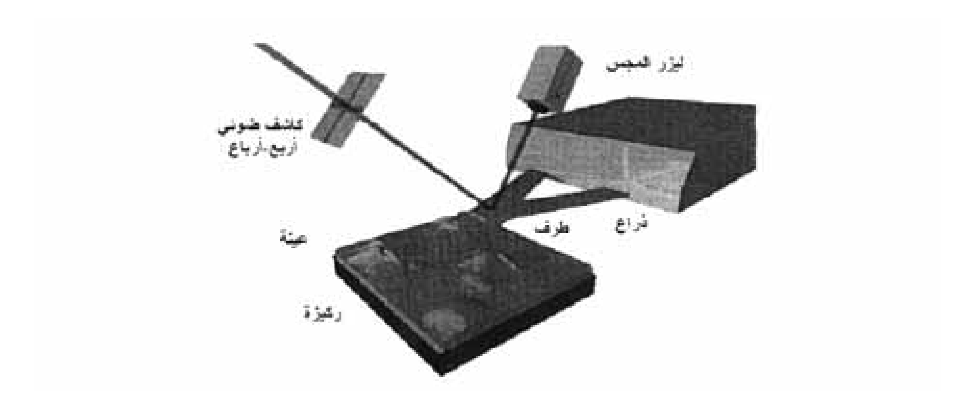
(**) نمط الاستجرار = tapping mode.

أشكال البنى النانوية. ومن أجل مساحة مسح حتى 100μm×μm يمكن الحصول على الترتيب الجانبي أيضاً. ومع يمكن AFM دراسة أي سطح بدون أن يتطلب تحضير العيّنة أيّ جهد يذكر. هنالك سيئة لمجهر القوة الذرية تتمثل في أنه يصلح لدراسة البنى على السطح فقط . أضف إلى ذلك أن معظم المواد النصف ناقلة تتأكسد في الشروط العادية بحيث تظهر صور الـــ AFM سطح هذا الأكسيد، وهو ماينبغي عدم نسيانه عند الحصول على معطيات كمية كالأبعاد الجانبية وارتفاعات البنى، إضافة إلى أن الصورة في الحقيقة تداخل لتكوين سطح العيّنة مع شكل طرف المجهر.

يظهر الشكل 10.5 مخطط AFM في نمط التماس. هنالك ذراع بأبعاد ميكرومترية ترتبط بطرف دقيق للغاية، وتبلغ دقة النهاية 30 إلى 05 نانومتر، ينعكس ليزر منخفض الاستطاعة على أعلى الذراع إلى كاشف ضوئي يسجل موضع الشعاع المنعكس.

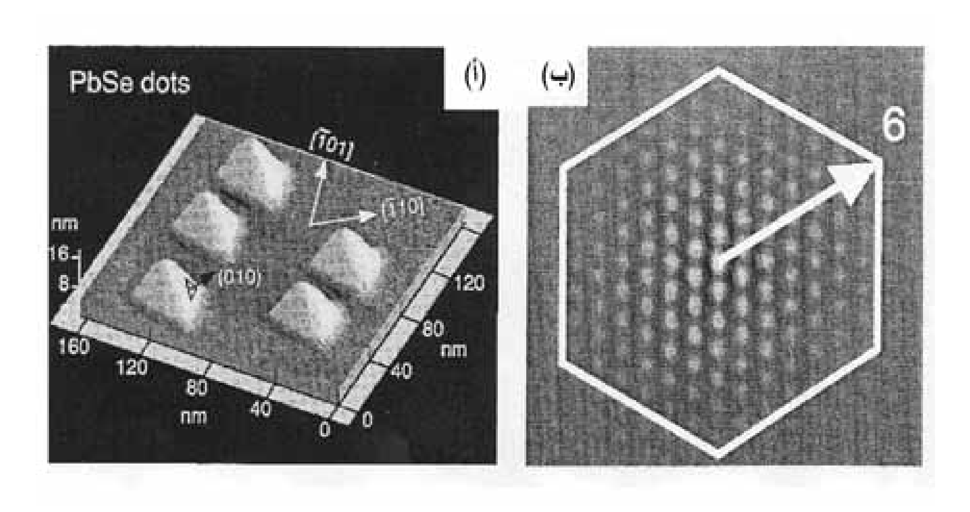
لاحظ أنه لايتوجب أن يكون شعاع المجس محاذياً تماماً (طالما أن جزءاً من الشعاع ينعكس إلى الكاشف، وألا يعكس السطح أيضاً كمية كبيرة إلى الكاشف) ولا يتطلب أن يكون الشعاع أصغر من الكاشف (حيث إن الفارق بين الإشارات يسمح بتحديد موقع الشعاع المنعكس).

يقيس الكاشف الضوئي موضع الشعاع المنعكس الذي يعطي بدوره معلومات حول موضع الذراع وبالتالي الطرف. وإذا كان كامل الجهاز ماسحاً للسطح (أي أن العيّنة ممسوحة تحت المجهر) عندئذ تتولد صورة تضاريس السطح.



الشكل 10.5: مجهر القوة الذرية في نمط التماس. تبلغ أبعاد الطرف 30–50 نانومتر عند النهاية

يظهر الشكل 11.5 صور AFM لأمثلة تحليل كمي. يبدو هنالك سطح PbSe/PbEuTe متعدد الطبقات. إن كلتا المادتين نصف ناقلة. يمكننا أن نرى من الشكل 11.5 (أ) أن PbSe يشكّل أهراماً ثلاثية مع وجوه جانبية من نمط – [001]. يمكن تحليل الترتيب الجانبي أيضاً بواسطة الـــ AFM . يوضح الشكل 11.5 (ب) تنظيماً سداسي السطح للأهرام.



الشكل 11.5: جزر PbSe بوجوه نمط [001]: (أ) صورة AFM لسطح قمة جزر متعددة الطبقات PbSe/PbEuTe؛ (ب) صورة AFM لمساحة 3µmx3µm لسطح القمة لجزر متعددة الطبقات PbSe/PbEuTe.الجزر مرتبة في مصفوفة منتظمة حتى أقرب ستة جيران

طبعت بموافقة من: J. Stangl [et al.], "Structural Properties of Self-organized Semiconductor Nanostructures," *Reviews of Modern Physics:* vol. 76, no. 3 (2004), figs. 25 and 26, pp. 725-783.

مجهر الإصدار الإلكتروني ومجهر المسح الإلكتروني

هنالك نوعان من المجاهر الإلكترونية يلعبان دوراً هاماً بين الطرق التي تسمح برؤية الأشياء في السلم النانومتري. يسمح مجهر الإصدار الإلكتروني (Transmission Electron Microscope (TEM)) برؤية الشرائح الرقيقة للمادة بدقة نانومترية، وتتمتع

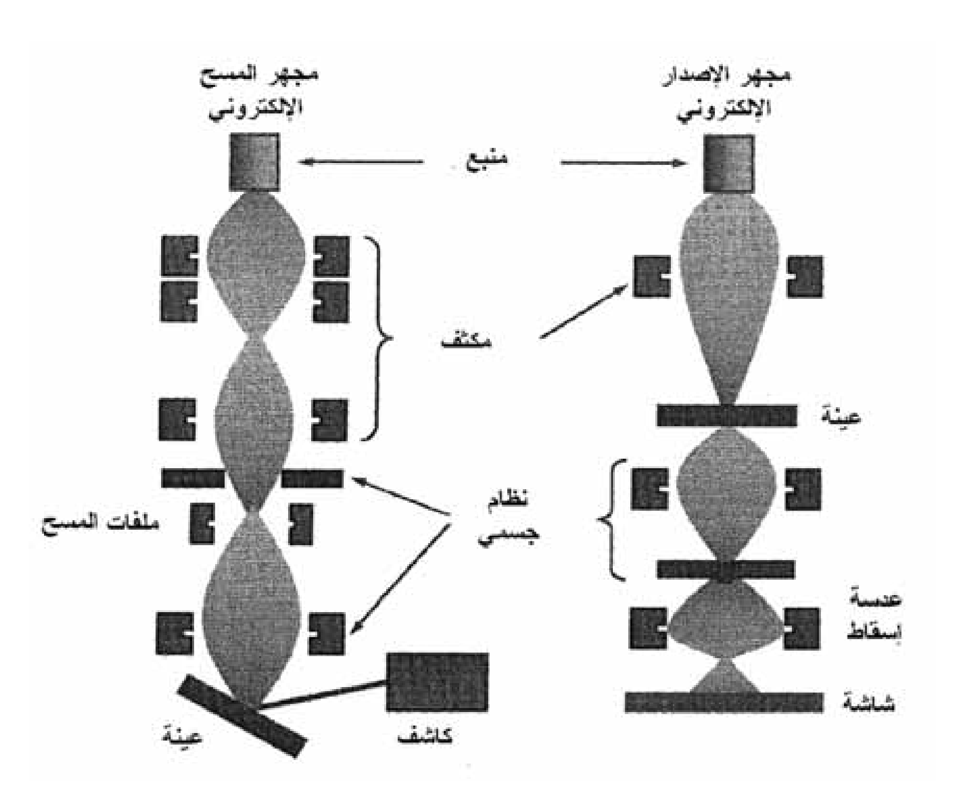
هذه التقنية بدقة تحت نانومترية، ويمكنها من حيث المبدأ حل كثافات الإلكترونات للذرات المفردة. يعمل TEM بشكل مشابه للمجهر الضوئي، ولكنه يستخدم الإلكترونات بدلاً من الضوء المرئي، حيث إن طول موجة الإلكترونات أصغر بكثير من الضوء المرئي. وكما سبق وناقشنا، تتوقف محدودية الدقة في المجهر على طول موجة شعاع المجس.

وقد رأينا في الفصل الثاني أن طول موجة الإلكترون أصغر بكثير من الضوء المرئي. وبما أن الإلكترونات تستخدم بدلاً من الضوء لا تكون العدسات الزجاجية مناسبة. يستخدم TEM عدسات مغناطيسية لحرف الإلكترونات. وخلاف ذلك، فإن مجهر الإصدار الإلكتروني TEM مشابه تماماً للمجهر التقليدي، وكامل مع عدسات مجمعة، عدسات عينية وعدسات الإسقاط.

يجري تجميع الإلكترونات في TEM من المصدر وتمرر عبر عيّنة ويكبر الشكل الناتج لإصدار الإلكترونات وامتصاصها على شاشة إظهار. تسجل الصورة عادة بواسطة آلة تصوير CCD (أداة ربط الشحنات) أو Device charge–coupled– التي تمثل دارة سيليكونية عنصرها الفاعل مع سطح مقسم إلى مصفوفة كبيرة من عناصر الصورة (pixels) الحساسة للشحنات التي تحملها الإلكترونات.

ولا يكون شعاع الإلكترون في مجهر المسح الإلكتروني SEM– Scanning (Electron Microscope) مقذوفاً عبر كامل سطح العيّنة. بل يجري تحريكه ماسحاً السطح، ويجري تسجيل الإلكترونات الثانوية أو الأشعة السينية التي تصدر عن السطح.

يعطي هذا صورة أقل دقة، ولكنه يسمح بمقابلة مباشرة لمميزات السطح، ويمكن حتى استخدامها للتحليل العنصري. يمثل الشكل 12.5 مخطط هذين النوعين من المجاهر الإلكترونية.



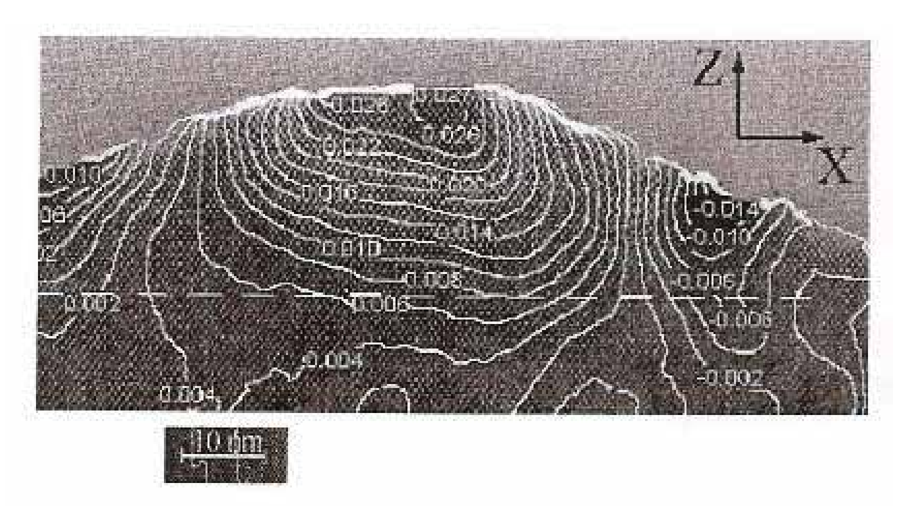
الشكل 12.5: مخطط تمثيلي لمجهر المسح الإلكتروني SEM ومجهر الإصدار الإلكتروني TEM

تستخدم تقنيات المجهر الإلكتروني بشكل واسع بفضل دقتها وحساسيتها. يمكن تطبيق مجهر الإصدار الإلكتروني TEM إما على شرائح رقيقة موازية لسطح العيّنة (منظر مستوي للمجهر TEM) أو على شرائح مقطعية. وعليه يمكن دراسة البنى النانوية المطمورة بالـــ TEM مع بعض المحدودية تبعاً لتحضير العيّنات: في كثير من الحالات يكون قطر الجزيرة الجانبية قريباً من سماكة الشريحة. ولا يكون تحليل الصورة مباشراً وإنما يتطلب تقنيات تحليل صور معقدة و/ أو حسابات نموذجية. ومقارنةً بالتقنيات الأخرى، تجري عادة دراسة مساحات صغيرة بحيث لا يمكن الحصول على قيم موسطة إحصائياً.

نقدم هنا مثالاً واحداً فقط لمجهر إصدار إلكتروني آلي نشتق منه مواضع الخلايا الأحادية، والشد ومعلومات عن التركيب. تعطى النتائج بعد التحليل الرقمي لصور الشبكة

في الشكل 13.5: نمثل توزع الشد (أي انزياح الذرات المكونة للجزر عن مواضعها النظامية) لجزيرة InGaAs على ركيزة GaAs تمكّن هذه التقنيات من رؤية خريطة تفصيلية للشد من أجل غرض بأبعاد بضعة عشرات من النانومتر. نرى من الشكل 13.5 بوضوح كيف يزداد عند قمة جزيرة InGaAs في حين إن الشد يغيّر من إشارته حول الجزيرة.

ختاماً، جرى تطوير تقنيات توصيف قوية لدراسة الأغراض النانوية. تعطي التقنيات صوراً ثلاثية الأبعاد في الفضاء الحقيقي وعلى السلم الذري في الأبعاد الثلاثة. وهذه الطرق طرق لا إتلافية، وهي توفر لنا وسائل لإنجاز تحليل بنيوي وكيميائي للمواد المستخدمة في البنى النانوية. أضف إلى ذلك، إن هذه التقنيات تمكننا من مراقبة وقياس توزع الإلكترونات بشكل مباشر داخل البنى النانوية، أي إنه من الممكن مراقبة كثافات الإلكترونات الإحصائية.



الشكل 13.5: توزع الشد حسب صور مجهر الإصدار الإلكتروني TEM لجزر InGaAs في GaAs باستخدام طريقة التحليل الرقمي لصور الشبكة

طبعت بموافقة من: J. Stangl [et al.], "Structural Properties of Self-organized Semiconductor Nanostructures," ***Reviews of Modern Physics:*** **vol. 76, no. 3 (2004), fig. 27 (a), pp. 725-783.**

5.5 التشكل التلقائي والتنظيم في البنى النانوية

من الواضح حسب المقطع السابق أن النمو البلوري وتقنيات تصنيع الأدوات تطورت كثيراً لتملك أثراً كبيراً في البنى والأدوات النانوية النصف الناقلة. تتطلب كل خطوة نحو تصنيع وتحسين البنى النانوية الصناعية عمليات فيزيائية وكيميائية جديدة وتستدعي جهوداً جدية وإبداعات تقانية.

وتشير الطبيعة إلى طريقة أخرى لإنتاج البنى النانوية. في الحقيقة، لقد عرفت ظاهرة التشكيل التلقائي للبنى التكرارية في الأجسام الصلبة ذات الدورية الجهرية منذ عقود عديدة. ويسهل التقدم في TEM و STM و AFM المراقبة الموثوقة والاستقصاء والتحكم بدورية السطوح والبنى المميزة بدورية من 1 – 100 نانومتر. يفتح هذا الأمر الطريق لاستخدام عمليات النمو الذاتي التنظيم، بالإضافة إلى تشكيل البنى الدورية المنتظمة على سطوح أنصاف النواقل من أجل التصنيع المباشر للبنى النانوية الكمومية والأدوات.

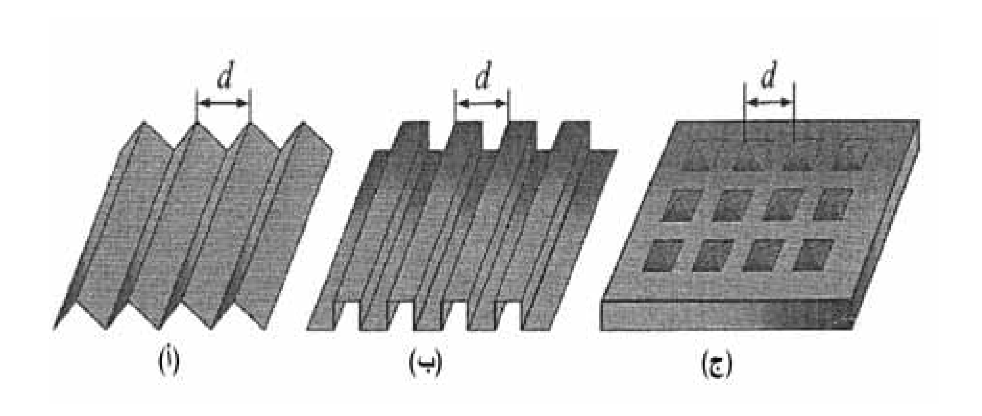
هنالك ثلاثة صفوف متمايزة للبنى النانوية التلقائية التشكيل على سطح، كما يوضح الشكل 14.5 وهذه البنى النانوية هي: (1) السطوح الدورية الوجوه (الشكل 14.5 (أ))، (2) البنى الدورية من المناطق المستوية (الشكل 14.5 (ب))، (3) مصفوفات منتظمة من جزر مشدودة ثلاثية الأبعاد في النظم الهجينة المنحاة ذات الشبكات الغير المتطابقة (الشكل 14.5 (ج)).

وبالرغم من أن هندسة الصفوف الثلاثة مختلفة، هنالك مواصفات مشتركة لكل هذه البنى النانوية وأهمها أن القوة المحركة للتنظيم الدوري هي التأثير المتبادل المرن والطويل المدى. يتولّد حقل الشد المرن بسبب الانقطاع في الصفات المرنة الذاتية على حدود المجال و/أو بسبب عدم توافق الشبكة بين المادتين المكونتين للنظام الهجين المنمى، وتكون الصفوف الثلاثة الممثلة في الشكل 14.5 (أ)–(ج) بنى التوازن.

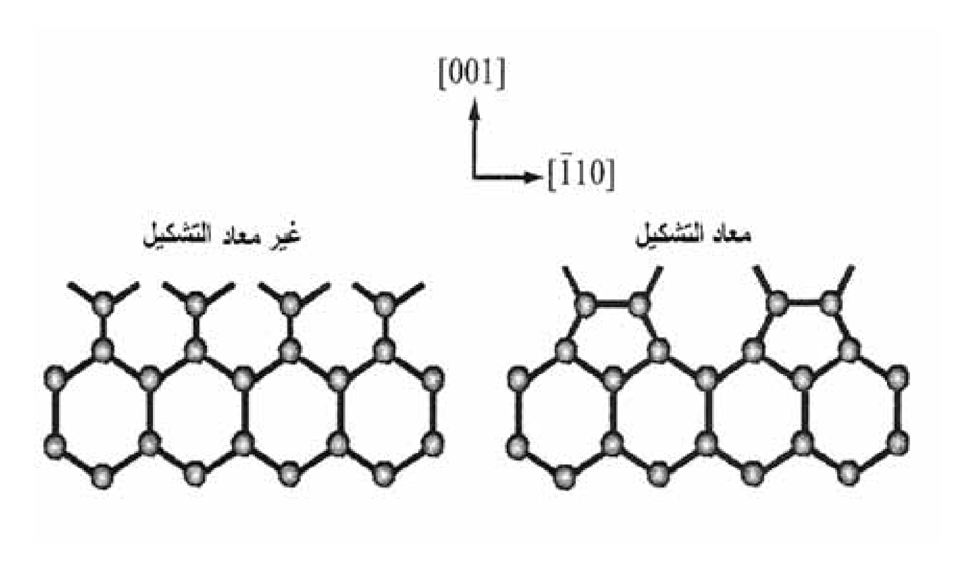
وعلى وجه الخصوص، يمكننا مراقبتها إثر تسخين البلور أو إثر اندلاع النمو البلوري. سنقتصر في دراستنا هنا على تشكيل الجزر المشدودة والثلاثية الأبعاد.

نبدأ بمناقشة قصيرة للشد الذي يبدو عند سطوح الأجسام الصلبة. بما أن الذرات عند الطبقة السطحية لأي مادة ترجح معامل شبكة مختلف عن قيمة الركيزة في الاتجاهات

الموازية للسطح. وتكون الطبقة السطحية مشدودة أو مضغوطة ذاتياً نظراً إلى انضباطها بحسب شبكة الركيزة. ويمكن أن تتغير عند السطح حتى تناظر البلور، وهذا ما يعرف بـــ "إعادة بناء السطح". يظهر في الشكل 15.5 إعادة البناء لسطح السيليكون.



الشكل 14.5: ثلاثة أنواع من البنى الدورية، (أ) سطوح دورية الوجوه، (ب) مناطق مستوية، (ج) جزر مشدودة ثلاثية الأبعاد



الشكل 15.5: إعادة تشكيل سطح السيليكون

يشابه شد السطح الذاتي لجسم صلب إلى حد ما التوتر السطحي لسائل. إلا أن هنالك فرقاً أساسياً بين خواص سطح السائل وخواص سطح الجسم الصلب. في الحقيقة إن السوائل لا متناهية وتتماثل عمليات تشكل وتفكك سطح السائل، ويمكن توصيفها بمعامل واحد يميز طاقة القطع للروابط على السطح. وهذا ما يدعى بـــ "بالطاقة السطحية". وعلى كل حال تكون عملية تشكيل سطح البلورات مختلفة تماماً: تتغير المسافة بين الذرات ويمكن أن يتغير التناظر. وهذا مختلف تماماً عن قطع الروابط. إضافة إلى ذلك، تكون البلورات متناهية وتعتمد الطاقة اللازمة لتشكيل سطح حر باتجاه معلوم على الاتجاه.

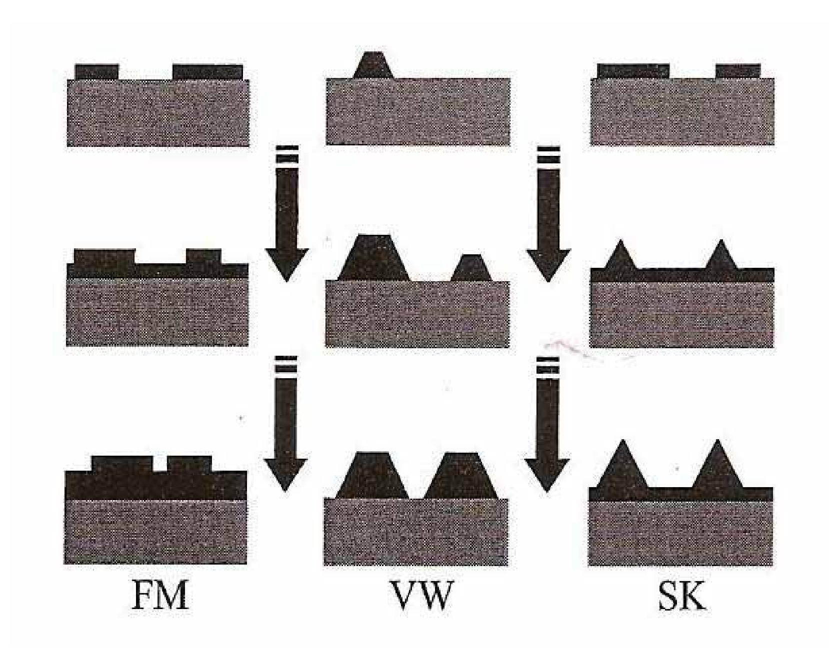
تزيد هذه المواصفات لسطوح الأجسام من أنماط النمو التطبيقي. ويمكن تقليدياً التمييز بين ثلاث أنماط وهي أنماط نمو (1) فرانك فان ديرمير FM (2) فولمير ويبر VW و(3) سرانسكي كراستانوف SK. ويمكن وضعها على التوالي كنمو طبقة طبقة (1) ونمو جزر (ثلاثي الأبعاد) (2) ونمو طبقة طبقة مع جزر(3). وهذه الأنماط الثلاثة مبيّنة في الشكل 16.5. ويعتمد نمط النمو لنظام معيّن على طاقات السطح وعلى عدم تطابق الشبكة بين المادة والركيزة وبين الطبقة النامية. وكانت أنماط النمو التي درسناها في الفقرة 2.5 من النمط FM.

نعرف في المناقشة التالية طاقة السطح بأنها الطاقة الإضافية لطبقة مزاحة أو مشوهة رقيقة جداً. (طبقة أحادية أو اثنتان) عند السطح الحر للجسم الصلب.

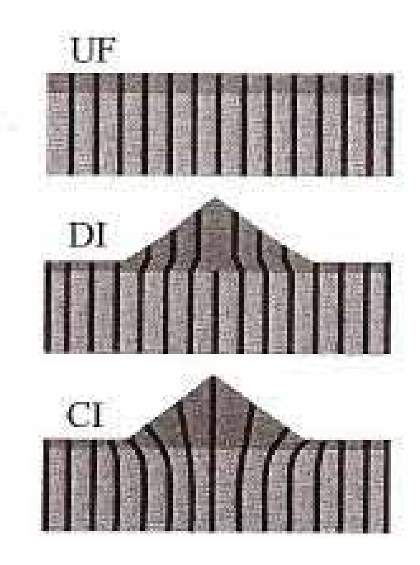
أما طاقة الفاصل (interface energy) فهي الطاقة الإضافية لطبقة رقيقة عند الفاصل بين جسمين صلبين. في النظم متطابقة الشبكة يكون نمط النمو محكوماً فقط بطاقتي السطح والفاصل. لتكن γ_1 وγ_2 طاقتي السطح للركيزة وللطبقة المنحاة على التوالي. ولتكن γ_{12} طاقة الفاصل. فإذا كان مجموع طاقة سطح الطبقة الخارجية (epilayer) وطاقة الفاصل أقل من طاقة الركيزة، أي أن $\gamma_{12} + \gamma_2 < \gamma_1$، فإن المادة المترسبة بتلك الركيزة ويحصل النمو من النمط FM. إن تغيير في مجموع $\gamma_{12} + \gamma_2$ يمكن أن يقود إلى انتقال من نمط نمو FM إلى النمط VW. ويتعايش هذان النمطان للنمو في المواد البلورية فيما يشابه أنماط نمو السوائل.

من أجل طبقة منماة مشدودة ذات طاقة فاصل صغيرة، γ_{12} يمكن أن يحدث نمو مبدئي طبقة طبقة، ولكن عندما تصبح الطبقة أسمك يمكن أن يقلل ذلك طاقة الشد المتزايدة بتشكيل جزر معزولة يكون فيها الشد مرتخياً، وينتج من هذا نمو من نمط SK. وأن نمط نمو SK يرتبط كثيراً بعدم تطابق الشبكة.

يظهر الشكل 17.5 ثلاثة سيناريوهات لارتخاء الشد. يوافق الشكل 17.5 (أ) نمواً منتظماً شبه متجانس بدون أي ارتخاء شد والذي يمكن أن يوجد في طبقة مشدودة رقيقة جداً، كما سبق وناقشنا في الفقرة 7.4. ويوافق الشكل 17.5(ب) جزيرة منفصلة ومرتخية. وختاماً يظهر الشكل 17.5 (ج) جزيرة مشدودة بشكل متجانس بالغة الأهمية لأنها ذات نوعية عالية.



الشكل 16.5: أنماط النمو الطبقي الهجين الثلاثة: فرانك- فان ديرميرو (FM)، فولمير ويبر (VW)، وسترانسكي كراستانوف (SK)



الشكل 17.5: ارتخاء الشد المرن خلال نمو SK. تمثل المناطق الرمادية الفاتحة الركيزة، والرمادية الغامقة الطبقة المنماة بعدم تطابق الشبكة. تمثل الخطوط مستويات الشبكة. في القمة: فيلم مشدود بشكل منتظم UF، في الوسط: جزر مرتخية منفصلة DI، في الأسفل: جزر مشدودة بشكل متجانس (CI)

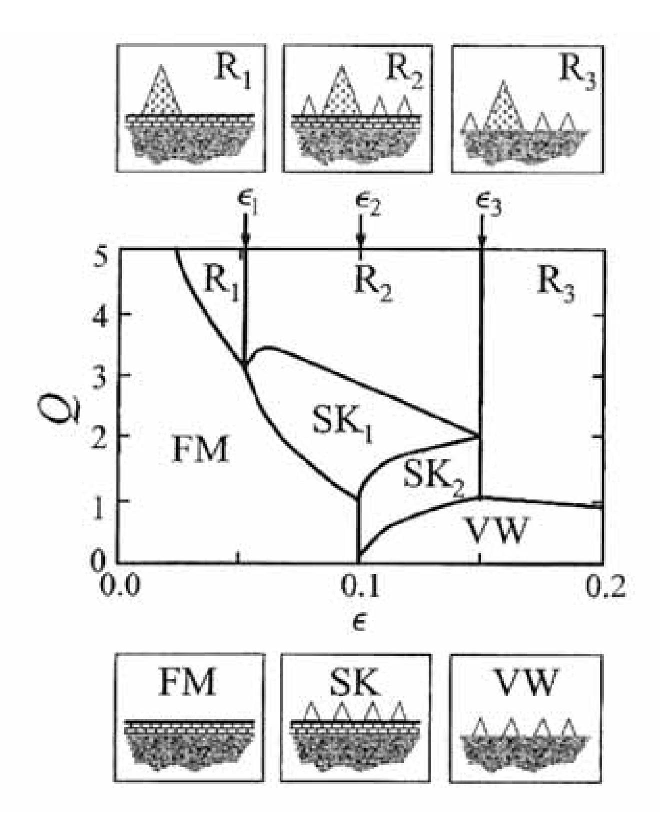
تحدث السيناريوهات المذكورة في الشكل 17.5 كنتيجة لتداخل عدة عوامل: (1) نسبة طاقة السطح وطاقة الفاصل المنفصل، (2) كمية المادة الموضوعة Q، (3) عدم تطابق الشبكة $\in$ (انظر المعادلة 23.4 والشكل 16.4).

يمثل الشكل 18.5 مخططاً لأنماط نمو ممكنة. وقد جرى تحديدها من حيث كمية المادة الموضعة Q بدلالة عدم تطابق الشبكة $\in$.

ومن أجل نظام جزر كثيفة، يكون التأثير المتبادل المرن بين الجزر عبر تشوّه الركيزة مهماً. إن نظام الجزر ذات التأثير المتبادل نظام من المناطق المرنة حيث توافق الطاقة الدنيا بنية مناطق دورية. هنالك إذاً أمكانية لتنمية نظام مرتب من الجزر النانوية.

بعد هذا التحليل العام لتشكل جزر ثلاثية الأبعاد تحت نمو شبه منتظم للمواد البلورية، ندرس أمثلة خاصة لهذه البنى الهجينة الثانوية البعد والذاتية النمو. حصلنا على أول اثبات عملي على تشكل جزر مشدودة بشكل متجانس باستخدام مجهر إلكتروني في نظام InAs/GaAs (حيث GaAs الركيزة و InAs الطبقة المنحاة).

وبحسب الجدول 8.4 فإن هذا النظام عديم تطابق الشبكة بمعامل عدم تطابق $7\% \approx \in$. ولقد وجدنا العديد من الجزر المستقرة والمشدودة بشكل متجانس من أجل كثير من النظم: Gels، GeSi/Si (Si ركيزة باتجاه [100]) AlInAs/GaInAs، InAs/InP، CdSe/ZnSe وغيرها.



الشكل 18.5: مخطط حالة التوازن لنظام عديم تطابق الشبكة لطبقات منحاة هجينة كتابع لكمية الكلية للمادة الموضوعة Q ومعامل عدم تطابق الشبكة ∈. المخططات الصغيرة في الجسمين الأعلى والأسفل توضح تركيب السطح في الأنماط الستة المذكورة في النص. تمثل المثلثات الصغيرة الفارغة تواجه الجزر المستقرة، في حين إن المثلثات الكبيرة المظللة تشير إلى الجزر الكبيرة

طبعت بموافقة: István Daruka and Albert-László Barabási, “Dislocation-Free Island Formation in Heteroepitaxial Growth: A Study at Equilibrium,” *Physical Review Letters*: vol. 79, no. 3708 (1997), p. 3708.

لدراسة تشكل الجزر نطبق عادة طريقة مقاطعة النمو. تسمح هذه الطريقة بالتحكم بمقدار المادة الموضوعة حتى أقل من طبقة أحادية عند نفس درجة الحرارة. فعلى سبيل المثال ظهرت الخواص التالية عند درجة الحرارة 480ºC. عندما يصل متوسط سماكة لتوضيح InAs إلى القيمة الحرجة 1.6 – 1.7 طبقة أحادية، يحدث انتقال تكويني من طبقة InAs إلى جزر InAs ثلاثية الأبعاد. بعد الانتهاء من توضيح طبقتين أحاديتين من InAs، تظهر مصفوفة من جزر متطورة . وتكون الأبعاد المتوسطة الجانبية والارتفاع وكثافة الجزر مساوية لـــ 100 – 140 أنغستروم و 50–80 أنغستروم 10^{10} –10^{11} cm^{-3} على التوالي. يمثل الشكل 19.5 جزيرة واحدة InAs على ركيزة GnAs كما يظهرها مجهر المسح النفقي.

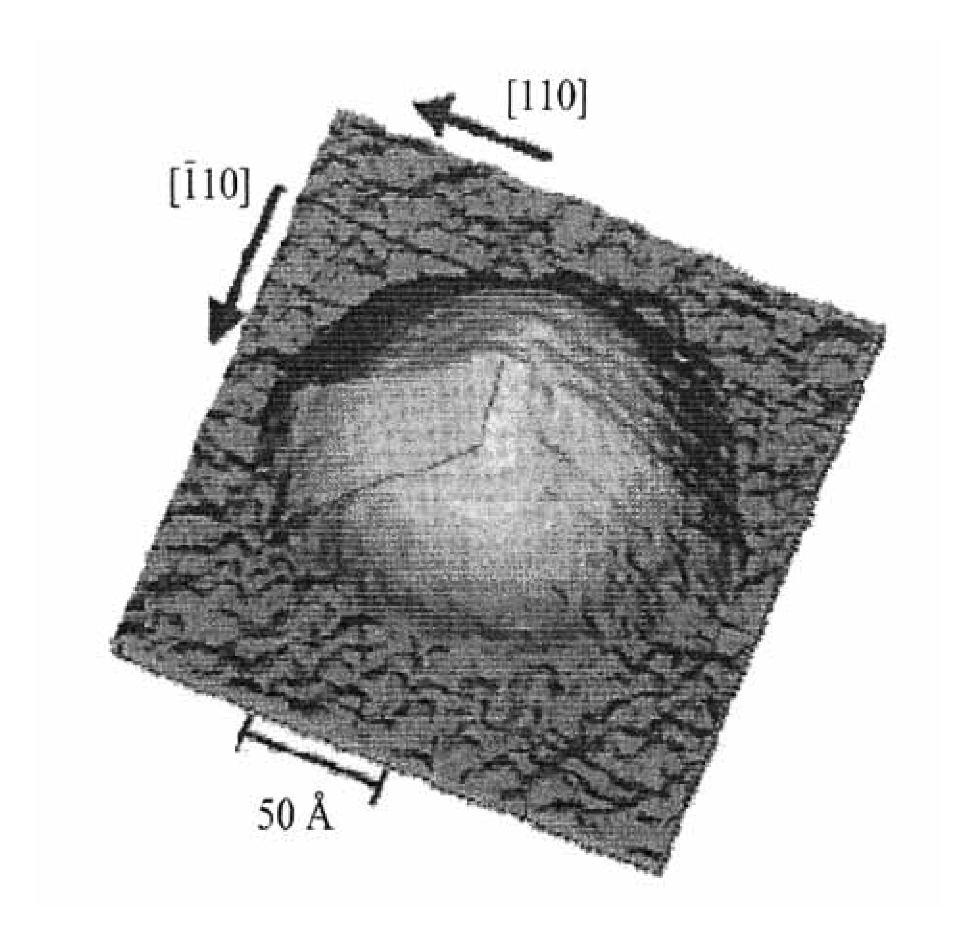
إن نتائج دراسات النمو والتسخين بعد النمو تظهر أن الجزر المنماة في النمط SK مستقرة تجاه الإنضاج. وتحت شروط تنمية معطاة تكون ذات أشكال وأبعاد محددة تماماً. فعلى سبيل المثال، في GeSi/Si نشاهد أربعة أشكال فقط من الجزر: (1) أهراماً ضحلة (2) أهراماً مربعة (3) تجمعات كوخية– أهراماً متطاولة (4) قبباً كبيرة مع وجوه في مختلف الاتجاهات. يمثل الشكل 20.5 الأشكال المختلفة للجزر وارتباطها بأحجامها وبمعاملات عدم التطابق للجرمانيوم Ge و GeSi لركيزة Si.

تظهر في المرحلة الأولى من النمو الأهرام الضحلة التي تتحول فيما بعد إلى أهرام، ثم إلى قبب، ويمكن مشاهدة الأهرام القبب بوضوح أثناء التنمية في درجات حرارة مرتفعة، في حين إن التجمعات الكوخية تتشكل في درجات حرارة نمو أخفض.

إن الأبعاد الجانبية للجزر تساوي من 800 – 100 أنغستروم، وارتفاعاتها تساوي من 60 – 100 أنغستروم . يمكن تفسير هذه الخواص لنمو الجزر عبر تحليل طاقات السطوح والفواصل، وكذلك الطاقة المرنة للمواد المشدودة، ويكون التناحي البلوري عاملاً هاماً في تشكيل الجزر.

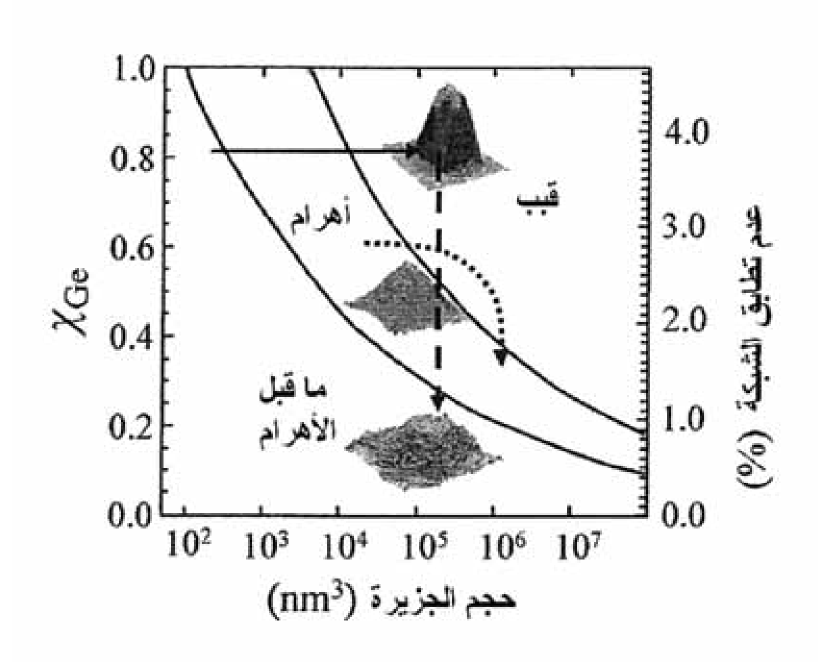
وكما للارتباط الجانبي للجزيرة يكون التأثير البيني للجزر في نفس السطح ضعيفاً، ويمكن مشاهدته عملياً من أجل النمو بمعدل بطيء فقط؛ أي في جوار التوازن

الترموديناميكي. عادة ما ينتج الترتيب الذاتي للجزر نماذج منتظمة قصيرة المدى بانتظام مدهش، إلا أن هذه العملية لا تنتج تنظيماً واسع المدى. يمكن تحقيق التنظيم باستخدام تنوي الجزر على ركيزة مقولبة بالطبع الضوئي.



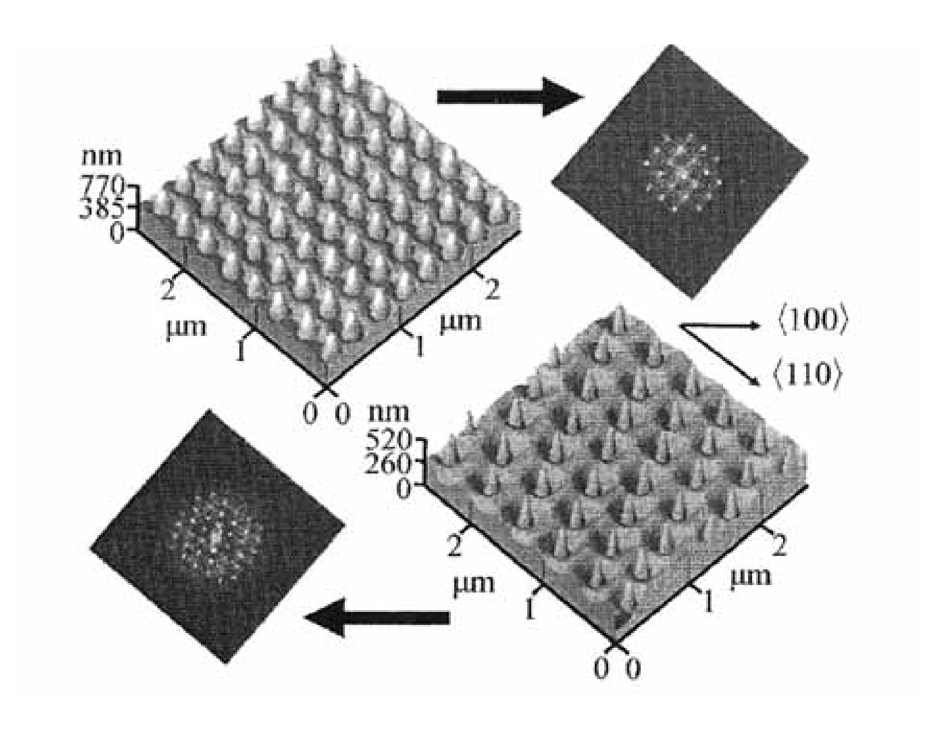
الشكل 19.5: جزيرة InAs مفردة على ركيزة GaAs

أعيد طبعها بموافقة: J. Stangl [et al.], "Structural Properties of Self-organized Semiconductor Nanostructures," ***Reviews of Modern Physics:*** **vol. 76, no. 3 (2004). Fig. 12(b), pp. 725-783.**



الشكل 20.5: تغير الشكل من جزر Ge أو SiGe منحاة على Si [100] خلال عملية النحو (السهم المستمر) ثم التسخين بعد النمو (الخط المنقط) وتغطية Si (الخط المقطع). يمثل المنحنيان المستمران الحجمين الحرجين للأهرام والقبب. جرى تضمين صور STM ضمن المخطط

أعيد طبعها بموافقة:- J. Stangl [et al.], "Structural Properties of Self-organized Semiconductor Nanostructures," ***Reviews of Modern Physics:*** **vol. 76, no. 3 (2004), fig 14, pp. 725-783.**



الشكل 21.5: صور AFM لسطح طبقة Ge منماة على ركيزة Si [100] مقولبة بالطبع الضوئي. تنتظم الجزر في العيّنة العليا اليسارية على طول اتجاهين متعامدين [110]. وتكون أشعة الوحدة للمصفوفة الثنائية البعد من الحفر موجهة على طول الاتجاهين [100] و [110] الأمر الذي يؤدي إلى تحاذي °45 للجزر، كما تظهر العيّنة السفلى اليمينية. وتبيّن صور الأشعة السينية (الأعلى المينية والسفلى اليسارية) الدرجة العالية من انتظام الجزر

أعيد طبعها بموافقة: J. Stangl [et al.], "Structural Properties of Self-organized Semiconductor Nanostructures," ***Reviews of Modern Physics:*** **vol. 76, no. 3 (2004), fig 21, pp. 725-783.**

وبشكل مشابهة لحالة الركائز المقولبة نانوياً، يتأثر تنوّي الجزر بتحدب السطح وإجهاده من أجل الركائز المقولبة مسبقاً.وعليه يمكن تحضير الركيزة لإعطاء تنوّي بدائي عند مناطق محددة على الركيزة. يمكن استخدام عدة طرق، مثلاً الحفر السطحي لأخاديد في Si وتنمية زائدة بـــ GeSi متعدد الطبقات، متبوعاً بتنوّي Ge، وكذلك التنمية المباشرة لـــ Ge في حفر دورية ثنائية البعد. تؤدي الطريقة الثانية إلى بنى جزر بانتظام واسع، المدى كما يظهر الشكل 21.5.

يحدث التنوّي عند تقاطع الأوجه الجانبية للحفر. وعليه يمكن استخدام تشكيلة من عمليات التنظيم الذاتي في النمو البلوري مع طرق قولبة مستقلة لتحقيق توضع دقيق لجزر مفردة، وكذلك لتحقيق تنظيمٍ عالٍ عبر البنى الهجينة النانوية البعد.

والخلاصة، إنه من أجل تطبيقات الأدوات يلزمنا جزر منتظمة بمواقع يمكن التحكم بها. وهذا الهدف صعب التحقيق باستخدام التنظيم الذاتي وحده، ولكن تشكيلة مع تقنيات أخرى يمكن أن تنجح. هنالك ثلاثة محاور واعدة:

(1) تسمح التشكيلة مع الطبع الضوئي التقليدي بالتحكم بتوضع البنى النانوية ذاتية التنظيم بدون خسارة مزاياها الخاصة.

(2) يسهل النمو باستخدام بذور محفزة من جسيمات نانوية عملية تصنيع ببنى أصغر من جزر النمط SK.

(3) تشكيلة من التجميع الذاتي مع تقنيات الكيمياء العضوية والكيمياء الحيوية.

وفي أيامنا هذه يبدو تصنيع البنى البالغة الصغر بأبعاد بضعة نانومترات في كل الاتجاهات الثلاثة أمراً قابلاً للتحقيق.

6.5 التجمعات والبلورات النانوية

إن البنى النانوية المشكلة تلقائياً التي جرت دراستها في المقطع السابق مجرد نوع واحد من عدد من أمثلة التجمعات والبلورات النانوية التي يمكن تنميتها باستخدام طرق تقانية عديدة. يمكن النظر إلى التجمع النانوي كتجمع من الذرات مرتبط بالحجم (من بضع ذرات إلى الآلاف منها). في الحالة المثالية يكون التجمع معزولاً. تعنى بالعزل غياب السلالات الكيميائية الغريبة ضمن حجم التجمع، أو على سطحه. تكون أبسط طريقة لتحقيق العزل أن نركب التجمع تحت شروط الخلاء، ثم أن نحتفظ به في بيئة من غاز خامل. وعادة ما يكون للتجمع كثافة عالية من الروابط المتدلية الحرة على سطحه.

وتكون هذه التجمعات غير مفيدة للمواد والأدوات النانوية العاملة. في الحقيقة، يجب أن نتناول التجمعات، وأن نوضعها على سطح بترتيب معيّن، وأن نوفّر تفاعلات معها، .... الخ.

على كل حال، إذا كان العدد الكلي للروابط الحرة في تجمع *N* كبيراً، يمكن أن تكون نسبة الذرات عند سطح التجمع التي لها روابط حرة من رتبة $N^{2/3}$. تتناقص نسبة الذرات على *N* بنسبة ويكون التجمع الكبير تجمعاً مثالياً تقريباً. تجدر الإشارة إلى أنه للروابط المتدلية فعالية كبيرة، وعليه يتأكسد تجمع نصف الناقل المحضر تحت شروط خلاء عالٍ حالما تتعرض إلى الجو الطبيعي. يمكن إنهاء الروابط المتدلية في التجمع صناعياً باستخدام إضافة عضوية أو لا عضوية، يقود هذا التحديد لسطح التجمع إلى جعل التجمع فعّالاً.

هنالك تقنيتان لتصنيع التجمع والبلور النانوي، تختلفان عن طرق التنمية التي جرت دراستها في المقطع السابق وهما: تركيب الحالة الغازية وتركيب التجمع الصمغي.

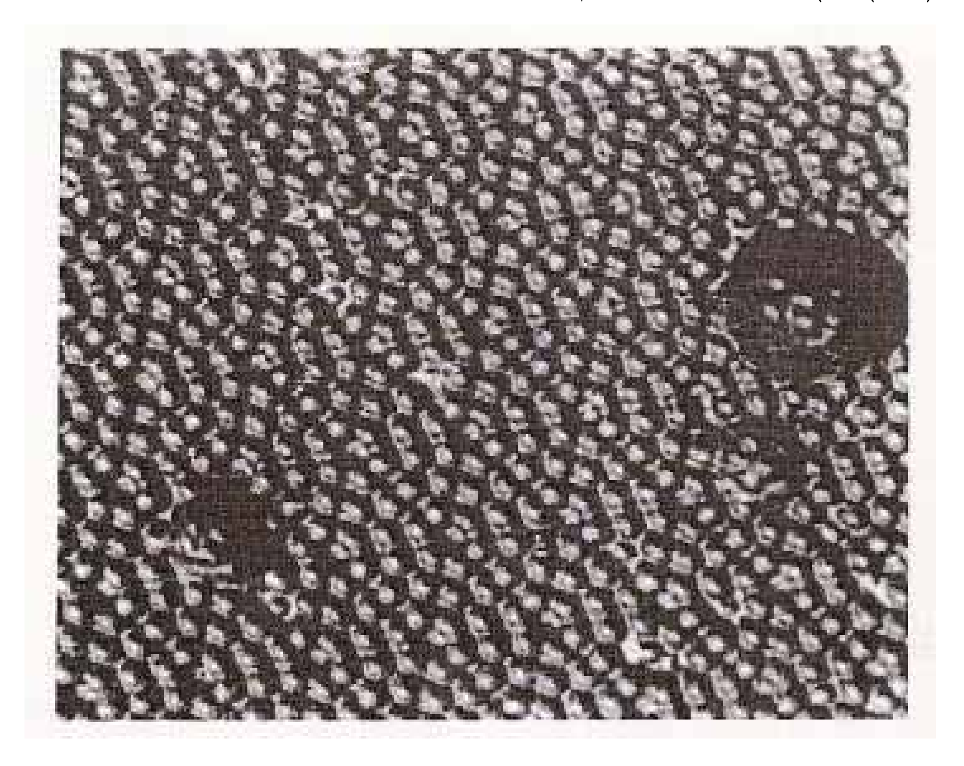
تحت تركيب التجمع في الحالة الغازية (gas–phase cluster synthesis) ، تنمو التجمعات ضمن غاز قبل تحييدها ووضعها على السطح.

تتشكل مثل هذه التجمعات عندما يكون ضغط البخار للذرات المكونة للتجمعات أكبر بكثير مما ينبغي تحت الاستقرار عند درجة حرارة معطاة. يمكن توليد أبخرة الذرات غير المستقرة بطرق عديدة، على سبيل المثال على طريق تبخير الجسم الصلب بالليزر والتفكك الحراري أو بالليزر لعيّنات تحتوي الذرات اللازمة.. الخ.

فعلى سبيل المثال يؤدي تفكك السيلكون بواسطة الليزر في الخلاء إلى تشكل تجمعات سيليكون كبلورات نانوية بالغة الصغر. عادة ماتكون أبعاد البلور النانوي من 3 نانومتر. يمكن توضيع التجمعات على سطح معدن أو غرافيت أو سيليكون. يمثل الشكل 22.5 صورة STM لتجمعات Si. يمكننا أن نرى البنية الذرية لسطح السيليكون (111)–Si والعديد من تجمعات Si بأحجام مختلفة. يمكن رؤية البنية التفصيلية لتجمع Si كبير على يسار الصورة. ويكون لسطح ركيزة السيليكون البلورية الموجهة وفق (111) مثالية عالية تجاه تجمعات Si. وهذا يفسر عامل الالتصاق الكبير لتجمعات Si.

ونتيجة لذلك، لا تنتشر هذه التجمعات على الركيزة عند درجة حرارة الغرفة إبان توضيعها على السطح.

يمكن تركيب أنصاف النواقل المركبة في الحالة الغازية. فعلى سبيل المثال، ينتج تبخير المواد الحاوية على ذرات Ga وAs بواسطة الليزر في غاز خامل. تجمعات GaAs بأبعاد عشرات النانومتر. وإذا تعرضت هذه التجمعات للهواء تتغطى رؤوسها بطبقة أكسيد غني بالزرنيخ As. يمكن عندها أن تتوضع التجمعات على سطح (مثلاً Si-(100))، وأن نتناولها باستخدام مجهر القوة الذرية.



الشكل 22.5: تجمعات سيليكون على سطح سيليكون (111). تبدو تجمعات عديدة بأحجام مختلفة في صورة STM هذه

أعيد طبعها بموافقة من: D. W. McComb [et al.], "An Atom-resolved View of Silicon Nanoclusters," *Chemical Physics Letters*: vol. 251, nos. 1-2 (1996), pp. 8-12.

إن التركيب الصمغي لجسيمات النانوية أحادية التبعثر مبني على التنوّي المحكوم وتنمية التجمعات في محلول يحتوي على محرض. يمكن تنمية كل من التجمعات المعدنية والنصف الناقلة. إن أكثر الحالات دراسة هي تركيب مركبات III–V و II–VI. تتطلب الطريقة حقن كواشف تحوي مكوّنات التجمعات (Se و Cd مثلاً) داخل مذيب ساخن، حيث تجري تنوية CdSe. تكلِّل جزيئات المذيب، وبالتالي تحيِّد التجمع المنوّى. في المثال السابق يجري استخدام ثلاثي أوكتيل فوسفايد (TOPO) كمذيب والكواشف هي Me_2Cd و ToPSe

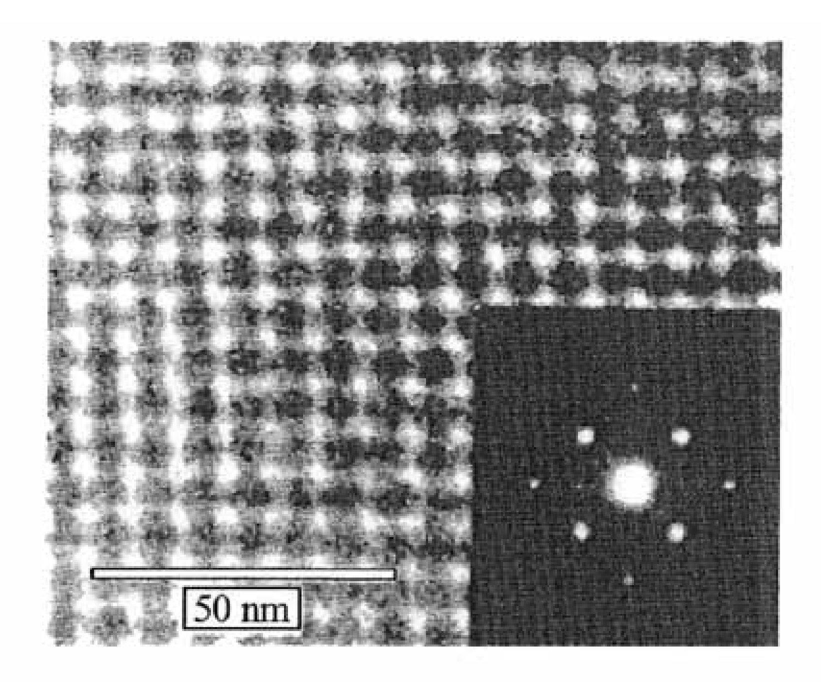
يساعد محلول ساخن من TOPO لتنوية CdSe. يبطئ تكليل TOPO للتجمعات من نمو التجمع ويجعل خواص الناتج أكثر قابلية للتحكم، يمكّن التحكم الجزر لحرارة المحلول من إنتاج جسيمات نانوية مبعثرة صغيرة الحجم. إن بعثرة الحجم للبلورات النانوية يمكن ان يبلغ بضع نسبة مئوية من متوسط نصف القطر الذي يبلغ بضع عشرات من النانومترات. ويقترب شكل البلورات النانوية من الكروي. تشكل البلورات النانوية لدى توضيعها على السطح بنية جانبية منظمة. يمثل الشكل 23.5 صورة بمجهر الإصدار الإلكتروني، توضح تشكّل شبكة بلورية نانوية ذاتية التنظيم 10nm CdSe يغير التحييد الصناعي لهذه التجمعات التفاعل البيني المسؤول عن التباعد البيني.

وعليه، يمكن التحكم بتنظيم CdSe والتجمعات الأخرى على سطح عن طريق نمط تصنيعها في الصمغ. عادة ما تكون الكيمياء الصمغية مناسبة لهندسة الخواص الأساسية للبلورات النانوية، بما فيها الشكل والحجم وحالة السطح. يمكن أن تشمل البلورات النانوية المعقدة المحضرة ضمن صمغ كسوة متعددة الطبقات: يمكن لتجمعات CdSe أن تتغطى بطبقة من HgS متبوعة بطبقة من ZnSe وهكذا دواليك...

تمتلك البلورات النانوية والتجمعات عدداً من الخواص المختلفة عن خواص المواد الخام. تحتل هذه التجمعات في الواقع مكاناً وسطاً بين الذرات/الجزيئات الطبيعية المفردة والبلورات الخام.

من أجل المواد النصف الناقلة تمتلك التجمعات حزم طاقة إلكترون مطابقة تقريباً لتلك التي توافق المواد الخام. إلا أن حجمها الصغير يحدّ من حركة الإلكترون مما يعطي ازدياداً في حجز الإلكترون وتكميماً في كل الاتجاهات الثلاثة. ونتيجة لذلك تتغير

الخواص الكهربائية والبصرية والميكانيكية. سندرس في الفصل التالي بعض هذه التغييرات.



الشكل 23.5: صورة مجهر نقل إلكتروني لبلورات نانوية CdSe حجمها 8.4 نانومتر جرت تنميتها بطريقة صمغية، ثم وضعت على سطح. يوضح انفراج الأشعة السينية الانتظام العالي لهذه البلورات النانوية

أعيد طبعها بموافقة من: P. Moriarty, "Nanostructured Materials," *Reports on Progress in Physics*, vol. 64, no. 369 (2001), p. 324, fig. 19 (b) © IOP Publishing Limited.

7.5 طرق تنمية الأنابيب النانوية

بناءً على مناقشة أنابيب الكربون النانوية في الفصل الرابع، يتضح أن خواص هذه الأغراض النانوية مختلفة تماماً عن خواص البنى النانوية والأدوات النانوية المصنعة على أساس المواد الشبيهة بالركيزة. ينسحب الأمر على طرق تنمية الأنابيب النانوية. سندرس في هذا المقطع العديد من طرق تنمية أنابيب الكربون النانوية. وهذه الطرق هي

انفراغ القوس الكهربائي، والبتر بالليزر، وتوضيع الأبخرة الكيميائية. تاريخياً كانت طريقتا انفراغ القوس والبتر الليزري أولى المقاربات المستخدمة لصنع الأنابيب النانوية.

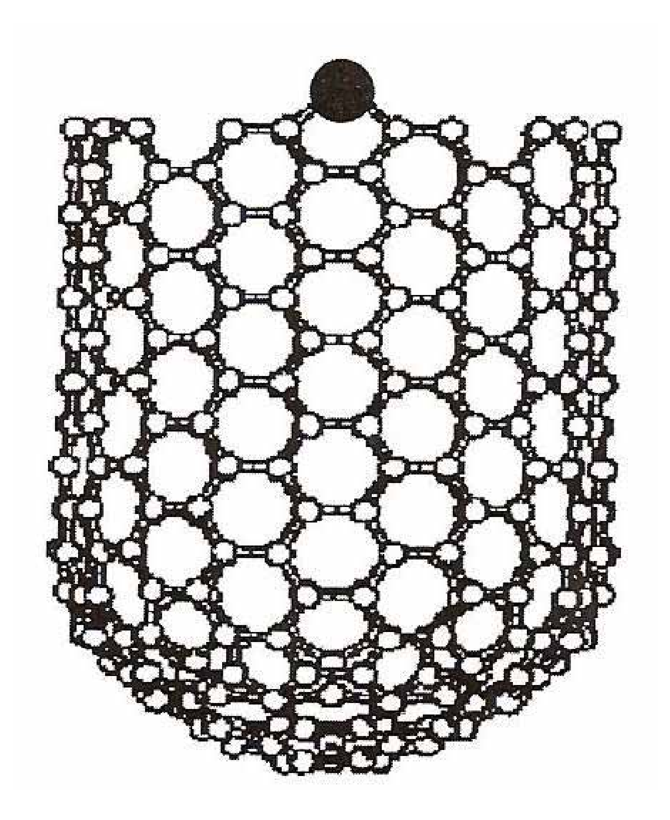
أما طرق توضيع الأبخرة الكيميائية فهي حديثة وواعدة لتكبير مواد الأنابيب النانوية الخالية من العيوب.

تتألف أنابيب الكربون النانوية من ذرات كربون فقط. وعليه فأي طريقة لتنمية هذه البنى النانوية يجب أن توفر ذرات كربون أولاً، ومن ثم أن تكاثف بخار الكربون تحت شروط عدم استقرار معيّنة بدرجات حرارة تقل عن نقطة انصهار الغرافين (حوالى 4100°K).

يمكن أن يعطي تكاثف بخار الكربون أشكالاً متعددة لمنتجات تحوي الكربون: الفوليرين، وطبقات الغرافيت والأنابيب النانوية....الخ. وللحصول على مردود معتبر للأنابيب النانوية يجب استخدام نمط التنمية الموافق فعلى سبيل المثال، يلزم درجات حرارة مرتفعة (1000−1300°K) للحصول على أنابيب نانوية أحادية الجدار.

في الحقيقة، يتطلب لف ورقة غرافين على شكل أنبوب طاقة إضافية، وخاصة من أجل الأقطار الصغيرة الأنابيب الأحادية الجدار. ولقد ثبت أن الدور المهم في تنمية الأنابيب النانوية تلعبه العمليات التحفيزية التي تدخل فيها معادلة انتقالية (حديد، نيكل، كوبالت، الخ). إن آليات التحفيز الخاصة معقدة. يظهر الشكل 24.5 إحدى هذه الآليات لتنمية أنبوب الأريكة (10.10) (الكرات البيضاء) مع ذرة Ni أو Co (الكرة السوداء الكبيرة) الممتصة كيميائياً على طرف الأنبوب المفتوح.

وبالرغم من أن ذرات Ni و Co شديدة الارتباط، إلا أنها تبقى متحركة عند طرف الأنبوب النامي، وبالتالي يحافظ المحفز المعدني على الأنبوب مفتوحاً بفضل حركته حول الطرف المفتوح، الأمر الذي يؤدي إلى إعادة تنظيم أي خماسي أو بنية محلية عالية الطاقة على شكل سداسيات. يحدث هذا الأمر على آلية تبادل: يساعد المحفز المعدني ذرتي كربون (أو جزيء C_2) على تشكيل سداسيات الكربون مما يؤدي إلى استطالة الأنبوب.



الشكل 24.5: النمو المحفز لأنبوب الأريكة (10.10) باستخدام ذرة معدن (الكرة السوداء الكبيرة) كمحفز. جرى تمثيل ذرات الكربون بكرات بيضاء

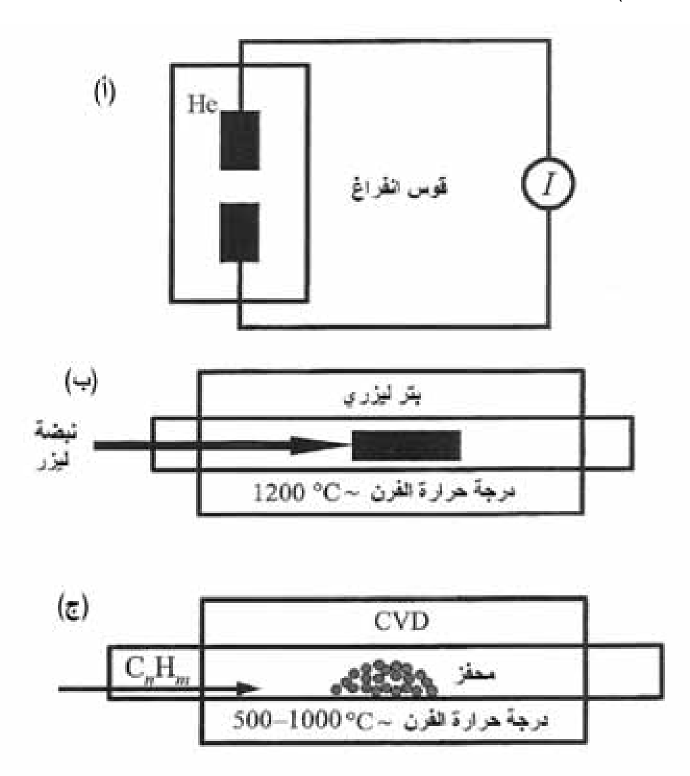
أعيد طبعها بموافقة من: J. Charlien and S. Iijima, "Growth Mechanisms," in: M. S. Dresselhause, G. Dresselhause and Ph. Avouris (eds.), *Carbon Nanotubes*, vol. 80, fig 11, Topics in Applied Physics (Berlin: Springer Verlag, 2001), pp. 55-79.

قوس الانفراغ والبتر الليزري

يجرى في قوس الانفراغ تبخير ذرات الكربون بواسطة بلازما من غاز الهليوم يلهبها تيارات عالية تمرر بين مصعد ومهبط كربوني متقابلين، كما يوضح الشكل 25.5 (أ) إن تبخير ذرات الكربون في قوس الانفراغ عملية عدم استقرار كبير، وعليه يجب أن تتعرض هذه الذرات لتكاثف تتابعي في درجات حرارة أقل من نقطة انصهار الغرافيت (3000°K) وتكون أنابيب الكربون النانوية إحدى منتجات هذه العملية. ويكون للأنابيب

النانوية المتعددة الجدران المركبة أطوال من رتبة 10µm وأنصاف أقطار من رتبة 5– 30nm. ترتبط الأنابيب النانوية عادة مع بعضها البعض بفضل تفاعلات فان ديرفالس الجزيئية لتشكّل تجمعات صلبة.

ولتنمية أنابيب أحادية الجدار يجب استخدام محفز معدني في نظام قوس الانفراغ؛ فعلى سبيل المثال، يمكن إنتاج كميات ملموسة من الأنابيب النانوية أحادية الجدار بواسطة قوس الانفراغ باستخدام مصعد كربون يحتوي على نسبة قليلة من الكوبالت المحفز في كاميرا الانفراغ. ونتيجة لذلك، تتولّد كمية كبيرة من الأنانبيب النانوية الأحادية الجدار في مادة السخام. يمكن تحسين تنمية أنانيب الكربون النانوية الأحادية الجدار في قوس الانفراغ باستخدام مصعد كربون يحتوي نسبة كبيرة من معدن الانتقال (حتى 4% من محفز النيكل مثلاً).



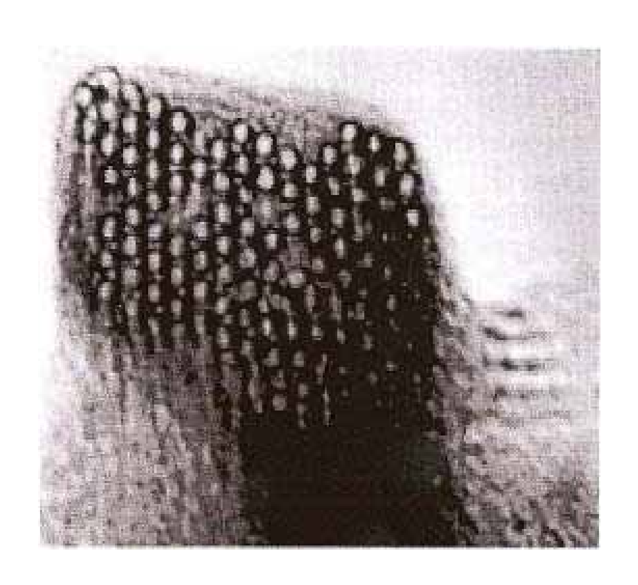
الشكل 25.5: مخططات تمثيلية لقوس الانفراغ (أ). البتر الليزري (ب) وتوضيع الأبخرة الكيميائية (ج) وهي طرق تنمية أنابيب الكربون النانوية

يمكن أيضاً الحصول على أنابيب كربون نانوية أحادية الجدار ذات نوعية عالية خلال ما يعرف بطريقة البتر الليزري (فرن الليزر) الممثلة بالشكل 25.5 (ب). تستخدم الطريقة نبضات ليزر شديدة لبتر هدف كربوني يحتوي على 0.5% نسبة ذرات كوبالت أو نيكل كمحفز.

يوضع الهدف في أنبوب فرن يسخن إلى 1200C خلال البتر الليزري، يجري تمرير غاز خامل عبر غرفة التنمية ليحمل الأنابيب النانوية المنماة التي تتجمع على أصبع بارد حيث يتكثف الكربون وتكون الأنابيب الناتجة على شكل حبال تتألف من العشرات من الأنابيب النانوية المحزمة في بلورات سداسية عبر تفاعلات فان ديرفالس. يمكن رؤية حزمة الأنابيب النانوية بوضوح في الشكل.

تؤدي طريقة قوس الانفراغ والبتر الليزري إلى العديد من المنتجات الثانوية: الفلورين (كرات غرافيت، بعضها يحوي جسيمات معدنية). والكربون اللابلوري،...الخ. يلزم إجراء تصفية إضافية للحصول على الأنابيب النانوية. تتطلب العملية تغطيس الأنابيب النانوية في محلول حمض الآزوت لوقت طويل لوقت طويل الذي يؤدي إلى أكسدة ذرات الكربون اللابلوري ويزيل ذرات المعدن المحفز.

إن نتاج الأنابيب النانوية الأحادية الجدار ذات نوعية عالية بالبتر الليزري أو بقوس الانفراغ بسيط نسبياً، وقد أدى فعلاً إلى توفير العيّنات المفيدة لدراسة صفات الأنابيب النانوية الأساسية.



الشكل 26.5: حزمة من أنابيب الكربون النانوية المنماة بالبتر الليزري

أعيد طباعتها بموافقة: Hongjie Dai, "Nanotube Growth and Characterization," in: M. S. Dresselhause, G. Dresselhause and Ph. Avouris (eds.), *Carbon Nanotubes*, vol. 80, fig 4, Topics in Applied Physics (Berlin: Springer Verlag, 2001), pp. 29-53.

توضيع الأبخرة الكيميائية

يمثل الشكل 25.5 مخطط التجهيزات التجريبية للتنمية بتوضيع الأبخرة الكيميائية تتطلب عملية التنمية تسخين المادة المحفزة إلى درجة حرارة عالية في فرن أنبوبي وتمرير غاز هيدروكاربوني خلال المفاعل لفترة من الوقت. تجمع المواد المنماة على المحفز إثر تبريد النظام إلى درجة حرارة الغرفة وتتمثل معاملات التحكم بنمو الأنابيب النانوية في الهيدروكاربونات والمحفزات ودرجة حرارة التنمية. إن أنواع المحفزات الفعّالة تتمثل في جسيمات نانوية معدنية انتقالية مشكلة على مادة خاملة كالألومينا. تتطلب آلية النمو تفكك جزيئات الهيدروكربون المحفز بالمعدن الانتقالي وانحلال وإشباع ذرات الكربون في الجسيم المعدني النانوي. يؤدي ترسب الكربون من الجسيم المعدني المشبع إلى تشكيل مواد صلبة كربونية أنبوبية الشكل ولتشكيل الأنابيب أفضلية على تشكيل أنواع أخرى من الكربون كرقائق الغرافيت ذات الحواف المفتوحة، وهذا لأن الأنبوب لا يتضمن روابط معلقة.

وتكون درجات الحرارة المرتفعة (1000–1300°K) ضرورية لتشكيل أنابيب نانوية أحادية الجذر بأقطار صغيرة وللسماح بإنتاج بنى أنابيب نانوية خالية من العيوب تقريباً من بين كل جزيئات الهيدروكربون يكون الميثان أكثرها استقراراً في درجات الحرارة العالية حيال التفكك الذاتي. وتبدو طريقة توضيع الأبخرة الكيميائية بالميثان واعدة لتكبير مواد الأنابيب النانوية الخالية من العيوب إلى الكيلوغرام وحتى إلى مستوى الطن.

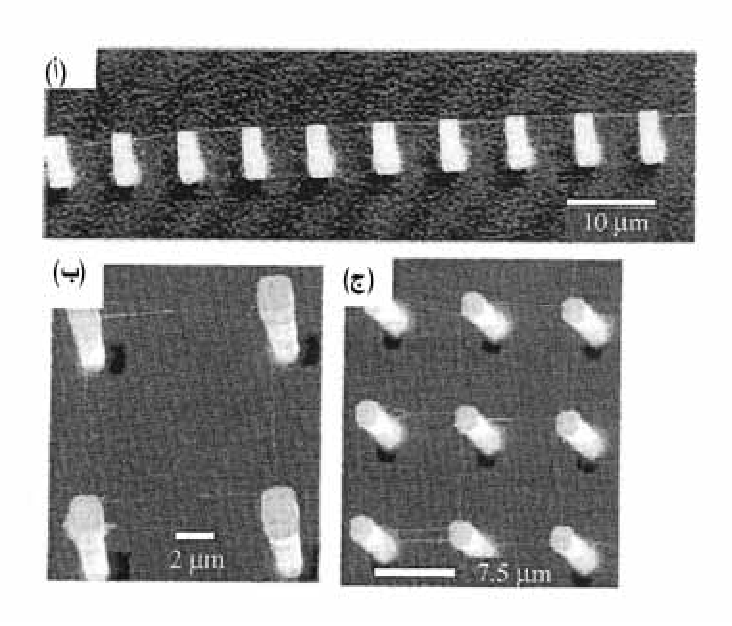
التنمية الموجهة النانوية الأحادية الجذر

يمكن تنمية بنى أنابيب نانوية أحادية الجدار منتظمة بشكل مباشر بتوضيع الأبخرة الكيميائية بالميثان على ركائز منمذجة بالمحفزات. لندرس على سبيل المثال طريقة جرى تطويرها لتنمية شبكة أنابيب نانوية معلقة على ركائز تحتوي أعمدة سيليكونية منمذجة بالطبع الضوئي. تبدأ التنمية بتطوير مادة محفز سائل التي يتفوق على المحفزات الصلبة في السماح بتشكيل طبقات محفزة منتظمة من أجل نماذج محفزة واسعة النطاق على السطوح. تتألف المادة المحفزة من بوليمر مشترك ثلاثي الكتلة ومن الألمنيوم والحديد وكلور الموليبديوم في محلول من مزيج الإيثانول والبوتانول.

يؤمن كلور الألمنيوم أكسيد عندما تجري أكسدته بالإماهة والتكليس في الهواء. يوجه البوليمر المشترك الثلاثي الكتلة بنية وسط الأكسيد ويقود إلى بنية محفز ذي ثقوب إثر التكليس. يمكن أيضاً لكلور الحديد أن يقود إلى الجسيمات المحفزة المطلوبة لتنمية الأنابيب النانوية. يجرى بداية نثر مادة طليعة المحفز على شكل فيلم رقيق على طابع بوليد يمثل سيلوكسان، ثم يجري نقل طليعة المحفز انتقائياً على قمم الأعمدة السبعة الصنع على ركيزة السيليكون عبر الطبع التماسي تجفف بعدئذ الركيزة المطبوعة، ثم تستخدم في تنمية توضيع الأبخرة الكيميائية.

يلاحظ أن الأنابيب النانوية المنماة من قمم الأعمدة تسعى إلى أن تتوجه من عمود إلى عمود. يمثل الشكل 27.5 التنمية الموجهة لأنابيب نانوية أحادية الجدار معلقة من أجل ثلاثة تشكيلات للأعمدة: (أ) بنية أنبوب نانوي شبيه بخطوط نقل الطاقة، و(ب) مربع من الأنابيب النانوية (ج) شبكة موسعة من الأنابيب النانوية المعلقة.

يمكن فهم التنمية الموجهة كما يلي: تنوّى الأنابيب النانوية فقط على قمم الأبراج إذ إن طريقة الطبع المحفز لا تضع أي مواد محفزة على الركائز في الأسفل. ومع تطاول الأنابيب النانوية يحافظ تيار الميثان على طفو الأنابيب النانوية "وتموّجها مع الريح" حيث إن سرعة التيار قرب السطح الأسفل أقل منها عند مستوى "قمم الأبراج". وهذا ما يمنع أن يمسك السطح الأسفل بالأنابيب النانوية. تؤمن الأبراج المجاورة من جهة ثانية نقاط تثبيت للأنابيب النامية عندما يلامس أنبوب متموج برجاً مجاوراً تمسك تفاعلات فان ديرفالس أنبوب– برج بالأنبوب النانوي وتبقيه مرتفعاً. يمكن بطريقة التنمية هذه أن نجعل الأنبوب النانوي المعلق بطول جهري، وعلى سبيل المثال يمكن تنمية أنابيب أطول من 150 ميكرومتراً.



الشكل 27.5: تتصل قمم الأعمدة بأنابيب نانوية أحادية الجدار معلقة تشكل (أ) بنية شبيهة بخطوط نقل الطاقة (ب) مربعاً من الأنابيب النانوية (ج) شبكة ممتدة من الأنابيب النانوية المعلقة

أعيد طبعها بموافقة من: Hongjie Dai, "Nanotube Growth and Characterization," in: M. S. Dresselhause, G. Dresselhause and Ph. Avouris (eds.), *Carbon Nanotubes*, vol. 80, fig 9, Topics in Applied Physics (Berlin: Springer Verlag, 2001), pp. 29-53.

تنمية أنابيب نانوية معزولة على موضع سطح محدد

من المهم أن تسمح طريقة توضع الأبخرة الكيميائية بتنمية أنابيب نانوية منفردة عند مواضع محددة على ركائز SiO_2 مستوية. تقتضي الطريقة توضيع الأبخرة الكيميائية بالميثان على ركائز تحتوي على جزر محفزة جرى تشكيلها بالطبع الضوئي بشعاع إلكتروني. ولقد جرى الحصول على رقائق أنابيب نانوية مع أنابيب معزولة منماة من الجزر. وهذه الطريقة تؤدي إلى أنابيب نانوية تبدأ من مواضع سطح متحكم بها، وتمكّن كذلك من تطوير طريقة متحكم بها لمكاملة أنابيب نانوية في بنى محددة.

الطرق الكيميائية والحيوية للصناعة النانوية

إن التقانات المدروسة في الفصول السابقة مبنية على عمليات وطرق فيزيائية. ويفتح استخدام الطرق الكيميائية والحيوية آفاقاً جديدة للتصنيع النانوي. من الواضح أن التركيب الكيميائي يمكن أن ينتج أنواعاً عديدة من الجسيمات النانوية بما فيها النظم النانوية العضوية واللاعضوية والحيوية. إضافة إلى ذلك يمكن أن تكمل الكيمياء وعلم الأحياء الطرق الفيزيائية الموجودة للتصنيع النانوي.

وعلى وجه الخصوص، قدمت تقنيات منتقاة من الكيمياء وعلم الأحياء بدائل عن الطبع الضوئي التقليدي.

تعتمد إحدى المقاربات على ظواهر التجميع الذاتي. من المعروف أن هنالك جزيئات تسعى إلى أن تتجمع في بنى دورية طويلة بفضل آليات فيزيائية أو حيوية أو كيميائية. وبإمكان هذه الجسيمات أن تبسط تحقيق أقنعة دورية منتظمة على سطح معدن أو نصف ناقل بدور مميز يساوي 10 إلى 50 نانومتراً مع فجوات قطرها من 5 إلى 25 نانومتراً، وهذه الدقة أعلى من دقة الطبع الضوئي التقليدي الذي يبلغ اليوم حوالى 100 نانومتر. أضف إلى ذلك أن تقانة التجمع الذاتي يمكن أن تكون أرخص وأقل استهلاكاً للوقت من تقنيات الطبع بشعاع الإلكترون المستخدم حالياً كتابة بنى صغيرة كهذه.

يمكن استخدام الطرق الكيميائية لتفصيل التركيب الكيميائي وبنية السطح ويتحقق ذلك عبر أداة جديدة للكتابة المباشرة وهي الطبع النانوي بالريشة التي تنتج وظائف كيميائية مشكلة على السطح بطول من 1 إلى 100 نانومتر.

وبدورها تولّد انجازات العلوم الحيوية منهجيات جديدة لتحضير المواد النانوية ذات خواص مبرمجة تركيبياً من مكونات لا عضوية معطاة. سنقوم بدراسة التحديثات الكيميائية الحيوية للتقانات النانوية بشكل مختزل في هذا المقطع.

التجميع الذاتي الكيميائي للبنى النانوية

ندرس هنا النظم الكيميائية المبنية على كتل البولميرات التشاركية التي تتصف بالتنظيم الذاتي الذي يمكن استخدامه في النمذجة النانوية.

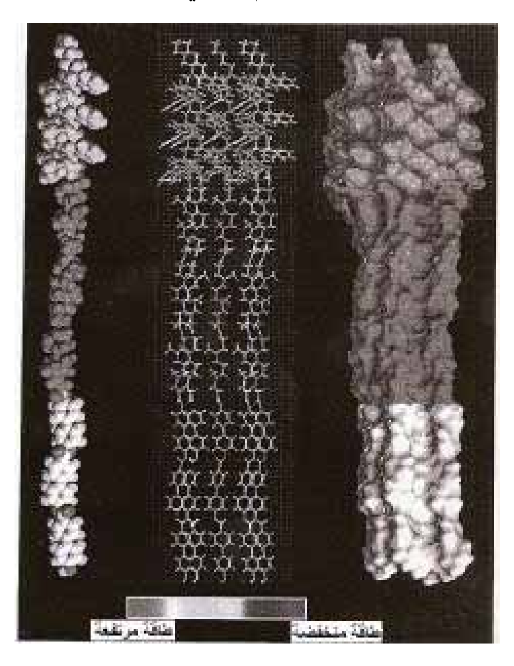
إن كتلة البوليمر التشاركي جزيء جهري تتألف من كتل بوليمرات عديدة يمكن تنميتها في بضع خطوات.

يظهر الشكل 28.5 مثالاً على بولمير ثلاثي الكتلة يبدأ تركيب هذا الجزيء الجهري ببلمرة مونومير الستايرين. تكفي كمية المونومير المقدمة في الخطوة الأولى فقط لتوليد سلسلة ستايرين مصغرة (الكتلة الأولى) بدرجة بلمرة متوسطة تساوي 9. (ملاحظة: تمثل درجة البلمرة عدد وحدات المونومير في جزيء جهري أو كتلة). تنمو كتلة ثانية بدرجة بلمرة متوسطة مشابهة عندما يضاف مركب كيميائي آخر (إيزوبيرين). في الخطوة الثالثة يضع ثاني أكسيد الكربون (CO_2) طرفي مجموعات نهاية من الكاربوكسيل على قمة البوليمر التشاركي ثنائي الكتلة السابق. ويكون أحد طرفي ثلاثي الكتل (الطرف الأدنى) كارهاً للماء في حين إن الطرف الآخر يكون محباً للماء. ويكون للجزيئات الثلاثية الكتلة بنية ملف متطاول بجزء مضغوط شبيه بالقضيب (الكتلة الثانية) يتصل بجزأين أكثر مرونة. تؤدي العمليات الكيميائية إلى جزيئات ثلاثية الكتلة متعددة التباعد إلا أن تباعدها صغير وتكون نسبة متوسط الكتلة إلى متوسط عدد الكتل الجزئية من 1.06 إلى 1.1.

يمكن أن تشكل بوليميرات ثلاثية الكتلة تجمعات مختلفة، كما يوضح الشكل 28.5. تشكل البوليمرات الثلاثية الكتلة عندما توضع على سطح فيلماً رقيقاً من الجزيئات الجهرية بدرجة عالية من التنظيم الذاتي، كما يمكن رؤيته من المخطط في الشكل 29.5. يملك فيلم البوليمر الثلاثي الكتلة بنية "واقفة".

تمثّل الدائرة المظللة مجموعة رأس والدائرة المفتوحة مجموعة نهاية، يمكن أن نختارها من مختلف الوظائف الكيميائية.

يمثّل الشكل 30.5 منظراً رأسياً لفيلم حقيقي بمجهر الإصدار الإلكتروني.



الشكل 28.5: صور جزيئية لجزيء ثلاثي الكتلة ذاتي التجميع (اليسار) وتجمع الجزيئات الجهرية الثلاثية الكتلة (الوسط واليمين) وهي مرمزة بالتظليل من أجل الطاقة في الأجزاء المختلفة للتجمع

أعيد طبعها بموافقة: S. Stupp [et al.], "Super Molecular Materials: Self Organized Nanostructures," *Science*: vol. 276, no. 384 (1997) © 1996 AAAS.

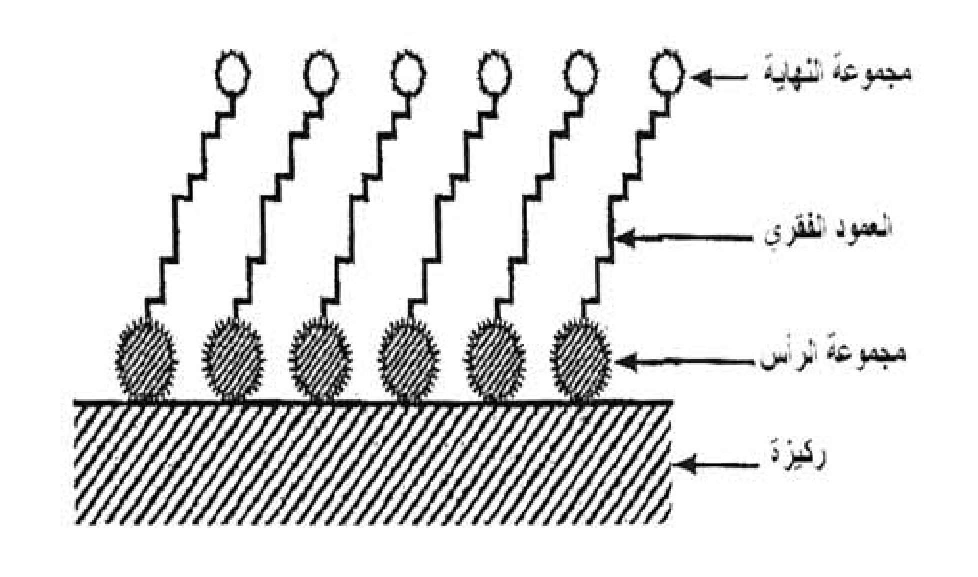
إن الانتظام الواضح للجزيئات الجهرية في الفيلم تقوده الأجزاء القياسية الشبيهة بالقضيب ثلاثي الكتلة وتحديداً، يتوسط التوازن بين القوى الجاذبة والنابذة في تشكيل خلايا الجزيئات الجهرية، كما هي حال البلور. وتغطي كتلة البوليميرات التشاركية بسهولة سطوح المعادن المختلفة وبلورات أنصاف النواقل، وتشكّل تناظراً منخفضاً للبنى المربعة والسداسية، تمتلك أفلام البوليميرات المبنية صناعياً سماكات من عشرات إلى مئات النانومتر مع فجوات ذات أحجام وأشكال مختلفة.

هنالك طريقتان لتوليد البنى النانوية باستخدام التجميع الذاتي للبوليمرات التشاركية:

(i) ترسيب المعدن أو البلورات اللاعضوية الأخرى على قناع بوليمير مرتبط بالركيزة.

(ii) باستخدام قناع البوليمير للمعالجة اللاحقة للركيزة أو كدعامة لأقنعة ثانوية إضافية.

بعد تشكيل القناع على سطح نصف الناقل، تبقى تقانة تصنيع الأدوات ذاتها، كما في التصنيع النانوي التقليدي، وتستخدم الشاردة الجافة أو الحفر الانتقائي والأكسدة، والطلي المعدني، والانتشار والنمو الانتقائي .... الخ.



الشكل 29.5: مخطط تمثيلي لفيلم بوليمير ثلاثي الكتل: يظهر البوليمير "واقفاً"

مقتبسة عن: F. Schreiber, "Self-Assembled Monolayers: From Simple Model Systems to Biofunctinalized Interfaces," *Journal of Physics: Condensed Matter*: vol. 16, R1881 (2004) © IOP publishing.



الشكل 30.5: صورة بالاصدار الإلكتروني لفيلم مشكل بجزيئات ثلاثية الكتل، تبدي الإضافات المنتظمة الحجم والشكل التي تتجمع ذاتياً في مناطق فائقة الشبكة

أعيد طبعها بموافقة من: S. Stupp [et al.], "Super Molecular Materials: Self Organized Nanostructures," *Science*: vol. 276, no. 384 (1997) ©1997 AAAS.

8.5 الطرق الحيويـــة

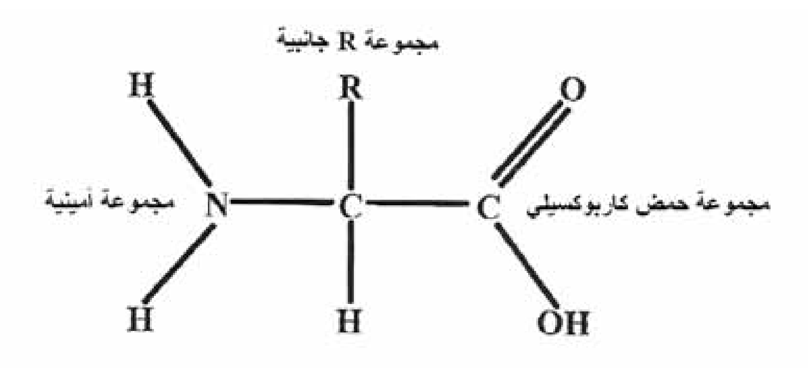
كأمثلة على استخدام الطرق الحيوية كعناصر من التقانات النانوية، ندرس تقنيات النمذجة النانوية والتجميع النانوي التي تستخدم البروتينات والـــ DNA إضافة إلى استخدام المبادئ الكيميائية الحيوية للتعرف الجزيئي من أجل تجميع الكتل المركبة اللاعضوية النانوية لتشكيل مواد وظيفية جهرية.

بدايةً، دعنا ندرس بعض الخواص الأساسية للبروتينات. تتشكل البروتينات من ضم سلاسل من الحموض الأمينية إلى بعضها لتأليف جزيئات على شكل سلاسل تكون حلقاتها الحموض الأمينية. تعرف البروتينات المكونة من بضعة حموض أمينية "بالببتيدات". وهنالك مجموعات ثانوية هامة من البروتينات هي "الأنزيمات" و"الأجسام

المضادة". تمثل البروتينات أحد أهم صفوف الجزيئات الحيوية، وتسمى أحياناً "بآلات" الجسم بالنظر إلى العدد الكبير من الوظائف المتنوعة التي تقوم بها. وكما سبق ذكره، فإن الحموض الأمينية هي كتل بناء كل البروتينات.

إن الحموض الأمينية بين أهم الجزيئات الموجودة في النظم الحيوية، في الحقيقة، بربط الحموض الأمينية معاً لتشكيل سلاسل من الحموض الأمينية من الممكن أن نركب كل الببتيدات المعروفة (سلاسل قصيرة من الحموض الأمينية) وكل البروتينات (سلاسل طويلة من الحموض الأمينية) وكل الأجسام المضادة (بروتينات منتقاة). الأجسام المضادة بروتينات ذات ميل للانضمام إلى جزيئات تسمى مولّدات الأضداد. وهكذا فإن الجسم المضاد في بيئة خلوية له احتمال كبير للانضمام إلى مولد الضد الخاص به إذا كان الجسم المضاد ومولّد الضد قريبين. إن الببتيدات والبروتينات والأجسام المضادة مهمة جداً في علم الأحياء. وكمثال واحد فقط، تعمل البروتينات كبوابات تتحكم بمرور الشوارد لدخول العصبونات أو الخروج منها.

يوضح الشكل 31.5 حمضاً أمينياً عاماً. تشتق جميع الحموض الأمينية من البنية العامة المبينة في الشكل 31.5 بتغيير المجموعة الجانبية R. عندما يكون حمضان أمينيان قريبين من بعضهما البعض تميل مجموعة الكاربوكسيل في نهاية أحد الحمضين للانضمام إلى المجموعة الأمينية في نهاية الحمض الأميني الآخر. وعندما يحدث الانضمام تعطي المجموعة الأمينية ذرة H و V رابطة أميدية CO–NH كالرابطة التي تربط حمضين أمينيين.

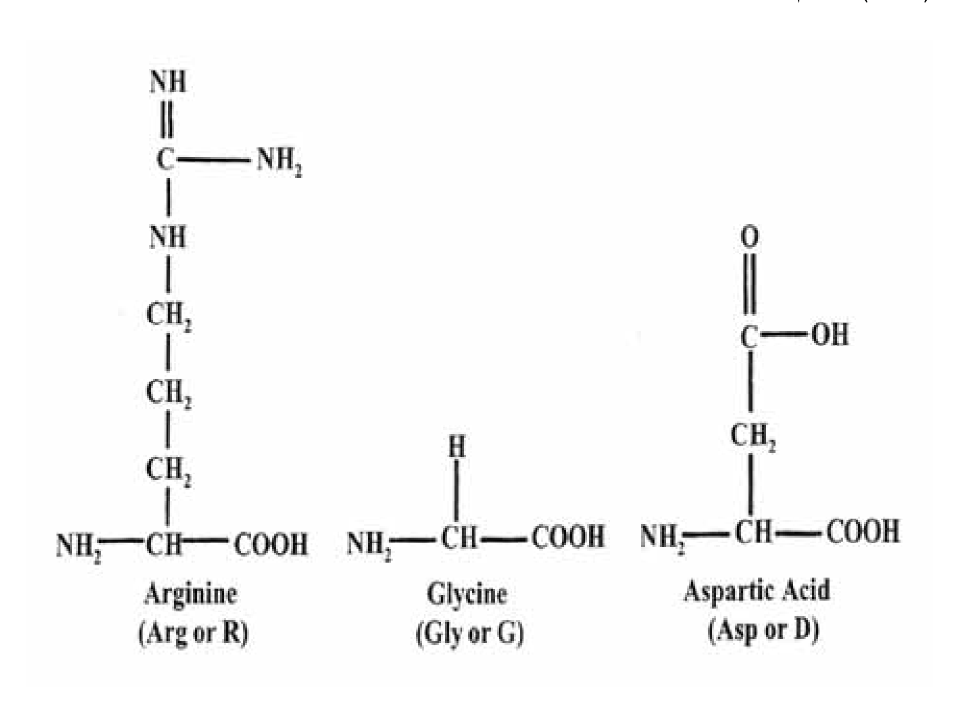


الشكل 31.5: حمض أميني عام

يمثل الشكل 32.5 ثلاثة من العشرين حمضاً أمينياً المعروفة. الغليسين (G) حمض أميني ذو مجموعة جانبية واحدة بذرة هيدروجين واحدة (H). الأرجينين (R) والحمض الأسبارتي (D) ممثلان أيضاً في الشكل 32.5.

وكما سبق وناقشنا، عندما تكون الحموض الأمينية كالغليسين (G) والأرجينين (R) والحمض الأسبارتي (D) في الماء، وهي حالة النظم الحيوية، فإن المجموعة الأمينية (NH2) عند نهاية أحد الحموض الأمينية تميل إلى الانضمام إلى مجموعة الكاربوكسيل (COOH) على حمض أميني آخر.

وبعد هذا يرتبط الحمضان معاً برابطة أميدية (CO–NH) وينتج جزيء ماء (H_2O) ينضم إلى ماء الوسط المحيط.



الشكل 32.5: أمثلة من بعض الأحماض الأمينية

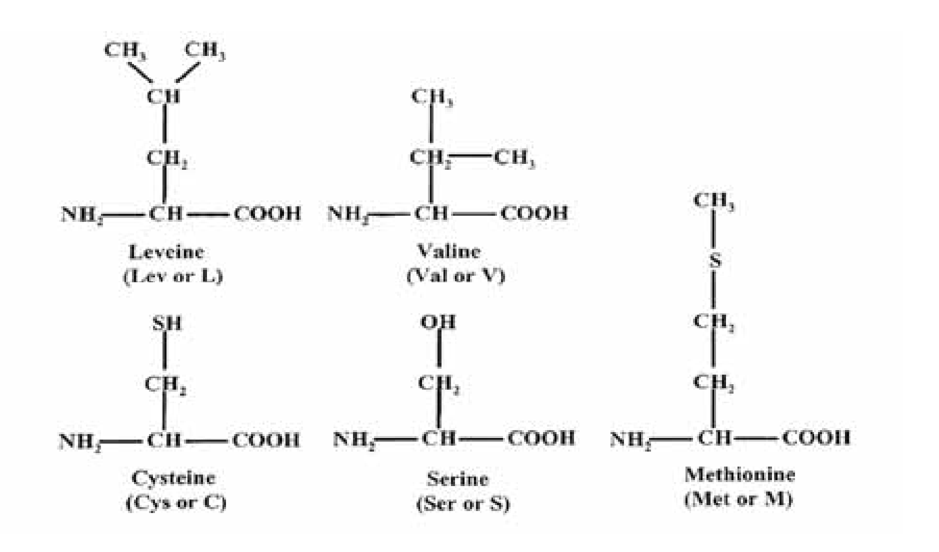
توفر هذه العملية مثالاً بسيطاً جداً على كيفية استخدام الكيمياء لتجميع الجزيئات والبنى ذاتياً. يتشكل الببتيد بضم بعض الأمينية معاً. من الواضح أن الحموض الأمينية هي

الكتل المكونة للعديد من الجزيئات الحيوية، بما فيها الببتيدات والبروتينات والأجسام المضادة. وكما جرى شرحه سابقاً، يمكن أن تتشكل هذه الجزيئات الحيوية (الببتيدات والبروتينات والأجسام المضادة) عبر ضم مجموعات الأمينية والكربوكسيلية عند نهايتي الحموض الأمينية. تتألف مجموعة الحموض الأمينية المعروفة من عشرين عضواً وهي: آلانين (A)، أرجينين (R)، أسباراجين (N)، حمض أسبارتيك (D)، سيستين (C)، غلوتامين (Q)، غليسين (G)، حمض غلوتاميك (E)، هستيرين (H)، ايزولوسين (I)، لوسين (L)، ليسين (K)، ميثيونين (M)، فينيلالانين (F)، برولين (P)، سيرين (S)، تريونين (T)، تريبتوفان (W)، تيروسين (Y)، فالين (V).

كما أن انضمام مجموعات NH_2 وCOOH يلعب دوراً في ربط العديد من الجزيئات الحيوية، يمكن استخدامها لربط نقط كمومية مغلفة بـــ COOH إلى النهاية الأمينية لببتيد أو بروتين أو لجسم مضاد. وبهذه الطريقة نقوم بتقليد تقنية التجميع الذاتي الموجودة في الطبيعة كخطوة أساسية في ترسانتنا من تقنيات التصنيع النانوي. ومن الممكن أيضاً استخدام رابط كيميائي آخر موجود في الطبيعة (رابطة ثيول) لإعطاء تقنية مستخدمة كثيراً لتجميع بنى الأدوات النانوية.

وتحديداً، فإن للحمض الأميني سيستين وغيره من الحموض الأمينية (ليفين، فالين، ميثيونين، سيرين) الممثلة في الشكل 33.5 استخدامات خاصة في التجميع الذاتي الكيميائي حيث إن كلاً من هذه الحموض الأمينية يحتوي ذرة كبريت (S) في مجموعته الجانبية R.

في الحقيقة، إن روابط S–S هذه هي أقوى الروابط الموجودة في كل الروابط المحتملة بين الحموض الأمينية في نظم البروتينات.



الشكل 33.5: أمثلة إضافية للحموض الأمينية

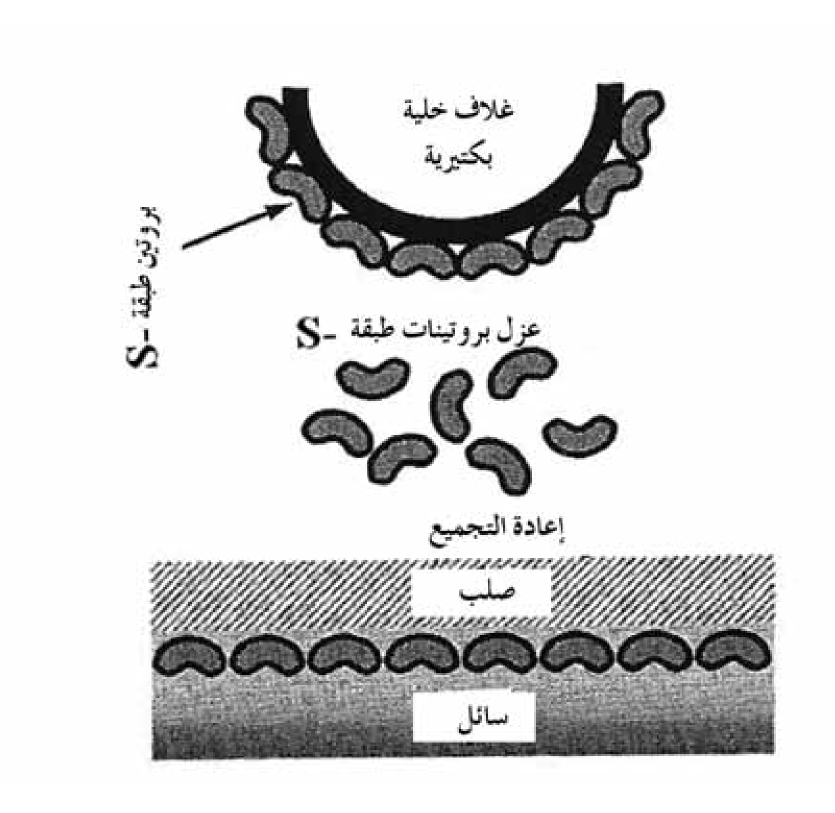
إن ألفة الكبريت للارتباط بالذهب تكفي لتنتج الاستخدام الواسع لروابط S–AU لربط الجزيئات إلى الذهب. وهنالك جهود في مجال الإلكترونيات الجزئية لاستخدام الجزيئات كأسلاك، ومن الضروري ربط هذه الأسلاك إلى وصلات معدنية. بربط ذرة كبريت كيميائياً إلى نهاية سلك جزيئي، يمكن ربط النهايات المغطاة بالكبريت من السلك إلى الذهب. إن استخدام روابط S–AU في الإلكترونيات الجزيئية مهيمن لدرجة أنها تدعى "ملاقط تمساح" الإلكترونيات الجزيئية.

بعد أن درسنا الخواص الأساسية للبروتينات نتوجه إلى تطبيقاتها في التصنيع النانوي. من المعروف أن البروتينات تشكل السطح الخارجي للعديد من البكتيريا. وبشكل مشابه لحالة أفلام البوليميرات التشاركية التي سبق تحليلها، فإن بروتينات الطبقة السطحية يمكن استخدامها كأقنعة حيوية في السلم النانوي.

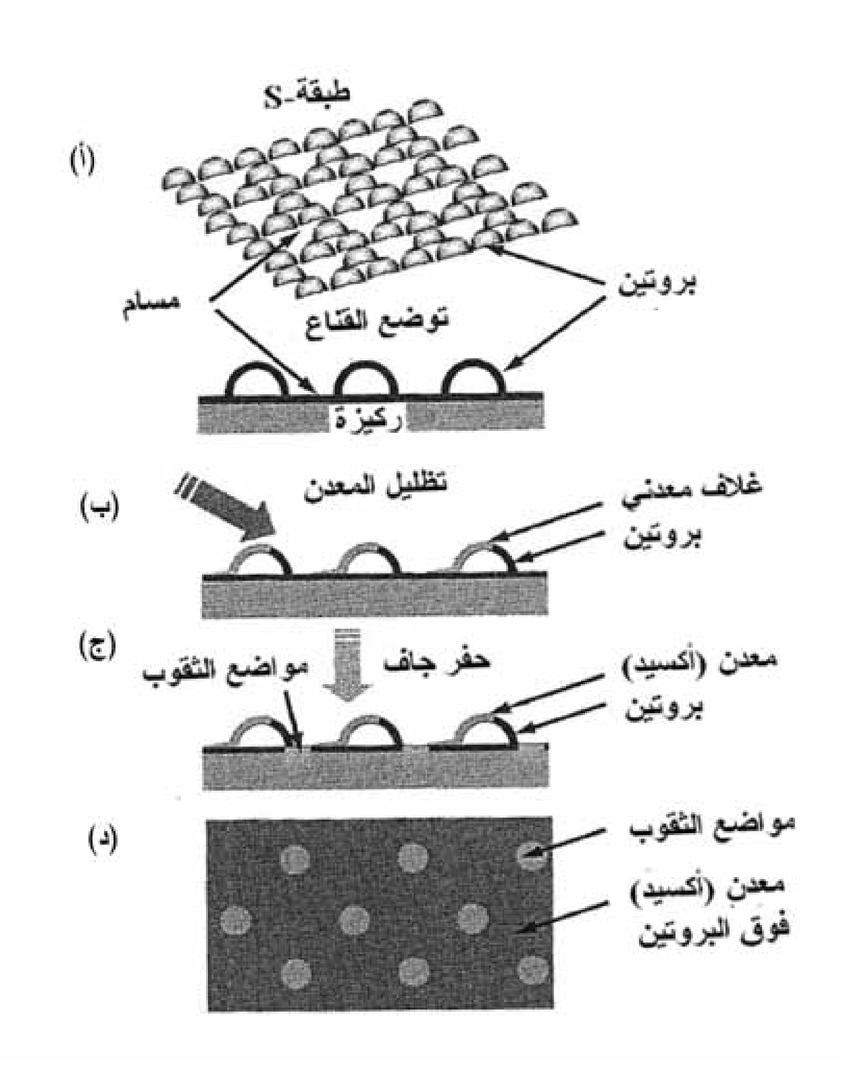
وكما يظهر الشكل 34.5، يمكن أن يجري عزل بروتينات الطبقة السطحية من خلايا البكتيريا، وبالتالي يعاد تجميعها على سطح جسم صلب. يمكن أن توضع بروتينات الطبقة السطحية على العديد من المعادن وبلورات أنصاف النواقل. تشكل البروتينات على

السطح بنى دورية ثنائية البعد بتناظرات مختلفة. وتكون حجوم الخلايا الابتدائية لبلورات السطح بين 3 نانومتر و30 نانومتراً وتكون سماكة الطبقة السطحية المبنية صنعياً حوالى 2 إلى 8 نانومتر، ولها مسامات بأبعاد مختلفة (2 – 8 نانومتر) وأشكال مختلفة.

يظهر القسم الأعلى من الشكل 35.5 احدى هذه البنى الدورية. يظهر الشكل خطوات تصنيع للنمذجة النانوية: (أ) توضع بلورات بروتين الطبقة السطحية على الركيزة، (ب) توضع معدن، (ج) حفر جاف يسمح بنقل النموذج إلى الركيزة. (د) منظر للبنية النانوية الناتجية بثقوب عالية الانتظام.



الشكل 34.5: مخطط لعزل بروتينات الطبقة السطحية من خلايا البكتيريا وإعادة تجميعها في مصفوفة بلورية معلقة في ركيزة صلبة



الشكل 35.5: خطوات المعالجة لنقل النموذج النانوي: (أ) وضع بلورات بروتين طبقة -S على الركيزة (ب) وضع معدن خفيف بشعاع إلكتروني (ج) حفر جاف لنقل النموذج إلى الركيزة. (د) منظر راسي للبنية النانوية الممثلة

عن: **T. A. Winnigham [et al.], "Pattern Transfer from a Biological Nanomask to a Substrate Via an Intermediate Transfer Layer,"** ***Journal of Vacuum Science and Technology*****: vol. 19 (2001), pp. 1796 -1802.**

يمكن استخدام "الشبكة الفائقة" الطبيعية من الثقوب، مثلاً لصناعة أسلاك في السلم النانوي تقف حرة (free–standing wires of fabricate semiconductors)، يمثل

الشكل 36.5 صورة مجهر مسح إلكتروني لأسلاك نصف ناقلة GaAs صنعت باستخدام تقانة بروتين الطبقة السطحية.

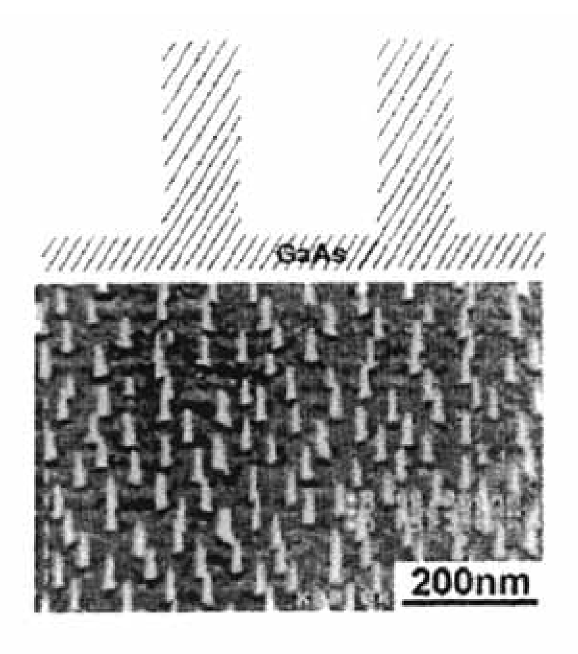
يبلغ طول هذه الأسلاك 80 نانومتر وقطرها حوالى 8 نانومتر عند قمة كل سلك وتكون القاعدة أثخن.

نحصل على أسلاك في السلم النانوي عالية الانتظام وتقف حرة باستخدام الطريقة الحيوية للنمذجة النانوية.

تسهل الطرق الحيوية تحقيق تجميع الكتل المكونة اللاعضوية النانوية البعد في مواد وظيفية، ومثلاً، يمكن استخدام الجزيء الجهري الحيوي DNA كمجمع قابل للبرمجة تركيبياً للبنى النانوية البعد من اجل تصنيع مجموعات مختلفة عديدة ومختارة من العناصر النانوية . تبنى هذه الطريقة على خواص التعرف الجزيئي المرتبطة بـــ DNA. يمكن أن يحضر DNA ويغلّف بأي ملّون أو مستقبل أو معطي أو مجموعة فعالة بطريقة آلية. من المعروف أن خواص التعرف الجزيئي تظهر بفضل "تزاوج القواعد" في شقي DNA.

يتألف كل شق من سلاسل خطية من أربع قواعد DNA: أدينين (A)، ستوزين (C)، غوانين (G)، تيمين (T).

يرتبط الشقان المعزوان معاً لتشكيل شق واحد كنتيجة لألفة ارتباط G و T معاً وارتباط C و A معاً.وعليه يرتبط مثلاً GTCAC و TGACA معاً لتشكيل جزيء DNA ثنائي الشق. إن الشقين المفردين GTCAC و TGCAC متتامان. إن عمليات التعرف الجزيئي يمكن أن تقود تجميع الجسيمات النانوية في بنى ممتدة. تختار الطريقة من حيث المبدأ الجسيمات النانوية بتركيبات كيميائية معيّنة وأحجام، وتتحكم أيضاً بالمسافة والتزاوج بين الجسيمات في المواد النانوية البنية الناتجة.



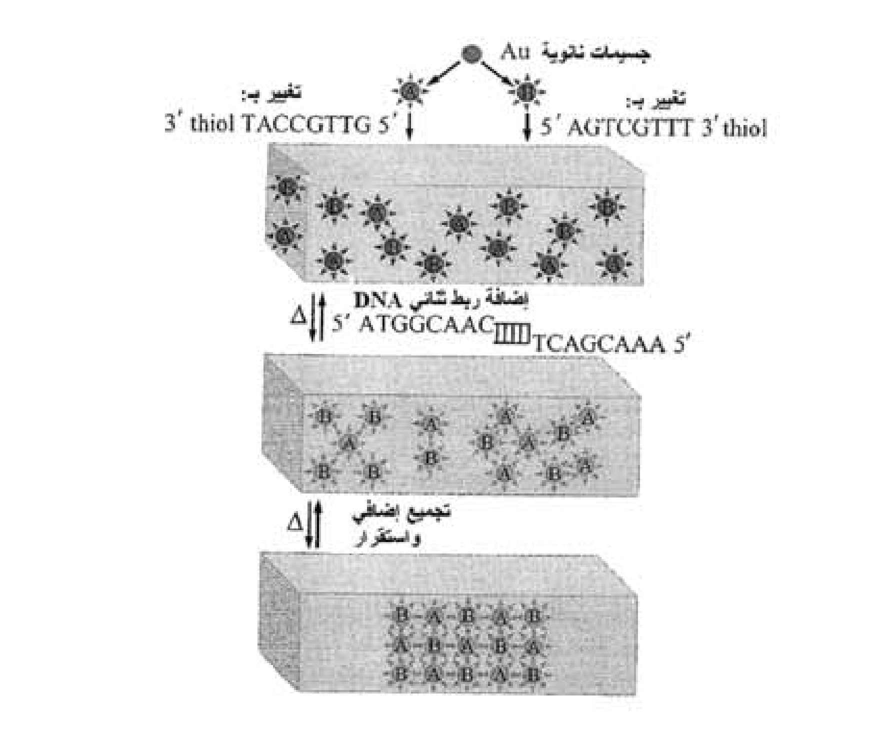
الشكل 36.5: صورة لمجهر المسح الإلكتروني لأسلاك نصف ناقل GaAs حصلنا عليها بواسطة تقانة بروتين الطبقة السطحية. للأسلاك طول يساوي 80 نانومتراً وقطر يساوي 8 نانومتر تقريباً

أعيد طبعها بموافقة: M. Haupt [et al.], "Nanoporous Gold Films Created Using Templates Formed from Self-Assembled Structures of Inorganic-Block Copolymer Micelles," *Advanced Materials*: vol. 15. (2003) fig. 3(a) p. 831.

يوجد اليوم بلورات نانوية من المعادن، وأنصاف النواقل، والجسيمات المغناطيسية، والفلورين... كتل أساسية من الجسيمات النانوية. يمكن التحكم بأحجام هذه البلورات النانوية أو الجسيمات النانوية وبدقة من 1 نانومتر إلى 20 نانومتراً في القطر.

إن التشكيل الهجين لمجموعة لا عضوية- جزيء حيوي أحد الطرق الهامة لتشكيل البنى في السلم النانوي. يمكن إيضاح هذه العملية بالمثال التالي: لنأخذ سلستين مختلفتين وغير متتامتين من ثماني أزواج من قواعد DNA جرى تركيبها بمجموعات نهاية من ألكانيثيول. يجرى بعدئذ تغطية قطعتين من جسيمات نانوية من الذهب بشقّي الـــ DNA هذين.

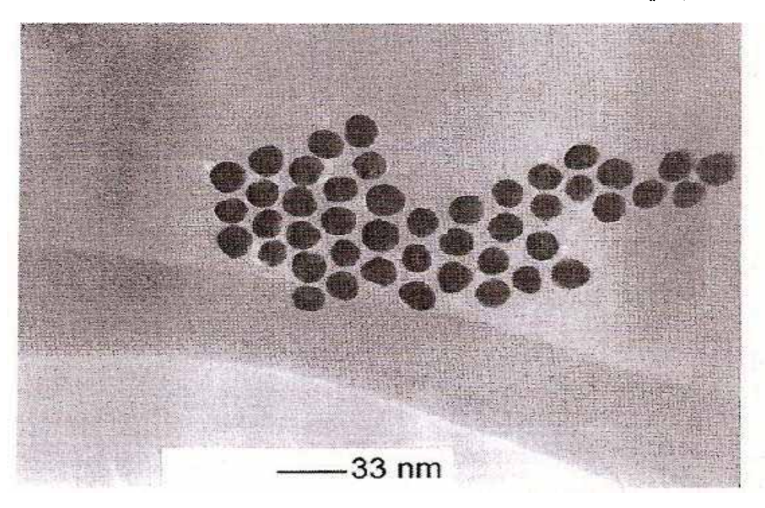
في المخطط الموضح في الشكل 37.5 تمثل عملية التغطية هذه في القسم العلوي. وقد جرى تحديد سلسلتين من جزيئات DNA. لو كانت قطعتا جسيمات Au ممزوجتين فقط، لما كان يوجد تعرف للـــ DNA، وبالتالي لا يوجد التصاق جسيمات. وعلى كل حال فإن إضافة شقي DNA الواصل يغير من الحالة. يتألف الجزيء الرابط من جزيء DNA له ثلاث مناطق: منطقة مركزية من DNA ذي شقين مضاعفين ومنطقتي نهاية مكونتين من شقوق مفردة غير مزاوجة من الـــ DNA. تعرف هاتان النهايتان المفردتا الشق بالنهايتين اللزجتين. إذا حوت جزيئات DNA الرابط نهايتين لزجتين من ثمانية أزواج متتامة مع الأزواج المرتبطة بجسيمات الذهب، فإن الجسيمات تبدأ بالتجمع، كما يبدي القسم الأدنى من الشكل 37.5.



الشكل 37.5: تشكيل تجمع هجين لا عضوي–جزيء حيوي

أعيد طبعه بموافقة من: C. A. Mirkin "Programming the Assembly of Two and Three-Dimensional Architecture with DNA and Nanoscale Inorganic Building Blocks," *Inorganic Chemistry*: vol. 39 (2000), pp. 2258-2272, © American Chemical Society.

إن عملية ربط هذه الجسيمات النانوية بجزيئات DNA تعرف بالبلمرة القليلة "Oligomerization" إذ إن جزيئات الـــ DNA تعرف أيضاً بالنيوكليوتيدات القليلة. في هذا المثال تكون النهايات اللزجة ’CAGCAAA5 و5’ATGGCAAC شقين مفردين من DNA مرتبطين بالنهايتين المتعاكستين لقطعة الـــ DNA المضاعفة الشق، وهذه القطعة تمثل برمز السلم في الشكل 37.5.



الشكل 38.5: صورة مجهر الإصدار الإلكتروني لبنية ثنائية البعد من جسيمات نانوية من Au مرتبطة بجزيئات DNA

أعيد طبعه بموافقة من: C. A. Mirkin "Programming the Assembly of Two and Three-Dimensional Architecture with DNA and Nanoscale Inorganic Building Blocks," *Inorganic Chemistry*: vol. 39 (2000), pp. 2258-2272, © American Chemical Society.

وكما هو موضح في الشكل 37.5 ترتبط النهاية اللزجة 5’TGGCAAC بالجزيء المتمم 3’thiolTACCGTTG المرتبط بنقطة كمومية من AU بهذه الرابطة.وبالمثل فإن النهاية اللزجة ’TCAGCAAA5 ترتبط بالجزيء المتمم 5’AGTCGTTT3’thiol. وهكذا يمكن بناء الشيء من كتل بناء نانوية البعد ترتبط بجزيئات DNA. وقد أمكن بهذه الطريقة صناعة نظم نانوية منتظمة ثنائية الأبعاد وثلاثية الأبعاد. يبيّن الشكل 38.5 صورة مجهر الإصدار الإلكتروني لبنية ثنائية البعد من جسيمات نانوية من AU ترتبط بجزيئات DNA. وبشكل مشابه، جرى استخدام مركبات

هجينة تجمعات نصف ناقل نانوية – DNA لتشكيل بنى جهرية ممتدة من النقاط الكمومية CdSe/ZnS الموصولة بجزيئات DNA. تتحد طول موجة الضوء الصادر من نقطة كمومية بحجمها وبطبيعة المادة.

يلخص الجدول 1.5 فجوات الحزمة لبعض المواد ذات فجوة حزم مباشرة، التي تستخدم لصناعة النقاط الكمومية. تتمتع المواد الممثلة في الجدول 1.5 بأطوال موجة تغطي المناطق فوق البنفسجية أو المرئية وتحت الحمراء من الطيف الكهرطيسي.

عندما نكامل DNA بكتل البناء اللاعضوية يمكن أن نستثمر بعض خواص هذه الكتل. فمثلاً، يمكن استخدام البلورات نصف الناقلة المهجنة بالــ DNA كبطاقة حيوية مضيئة بسبب الخواص الضوئية لهذه التجمعات النانوية كإصدارها عند أطوال موجة محددة بدقة. ستجري دراسة هذه الخواص الضوئية في الفصول القادمة.

وعلى الرغم من أن الــ DNA أكثر الجزيئات المطواعة من أجل تنظيم المواد النانوية في بنى ممتدة، فإن لاستخدامه بعض المحدودية. وعلى الأخص، فإنه ليس مادة عالية الحرارة، بالتالي لن تكون البنى المولدة ابتداء من توصيلات DNA مستقرة في درجات الحرارة العالية.

الجدول 1.5: عرض الفجوة للمواد ذات فجوة الحزمة المباشرة المستخدمة في صناعة النقاط الكمومية

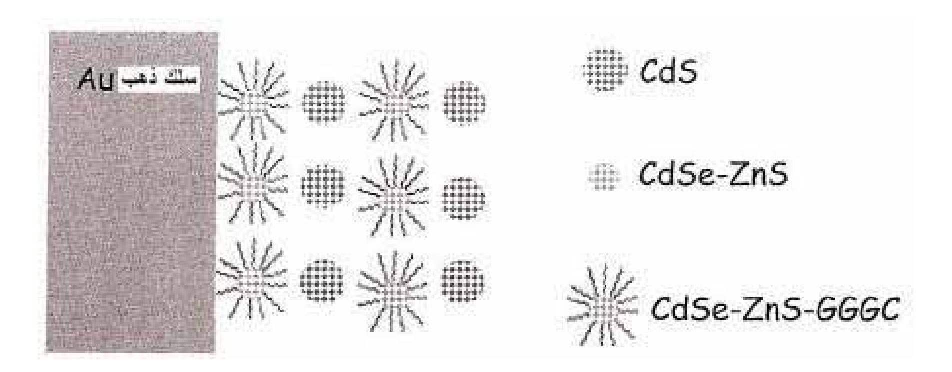
عرض الفجوة (eV)	نصف الناقل المركب
6.15	Aln
2.4	سداسي الأوجه CdS
2.55	مكعب الأوجه CdS
1.75	سداسي الأوجه CdSe
2.17	مكعب الأوجه CdSe
1.49	CdTe
0.41	PbS
0.27	PbSe
3.68	ZnS
3.36	GaN

وكما أوضحنا سابقاً، تلعب مجموعات NH_2 و COOH دوراً في وصل العديد من الجزيئات الحيوية، ويمكن استخدامها أيضاً في توصيل مجموعات من النقاط الكمومية. لنعتبر حالة النقاط الكمومية CdSe المغلفة بـــ ZnS والمغطاة بمجموعات كاربوكسيل والمكللة ببتيدات GGGC. سنرمز لهذه النقاط الكمومية بـــ CdSe–ZnS–GGGC. إن هذا الترميز المستخدم لا يحدد عدد روابط الببتيدات لكل نقطة كمومية. يمكن أن يتغير عدد الببتيدات في التطبيقات العملية من واحد إلى عشرين أو أكثر تبعاً للتطبيق. في الحالة الراهنة حيث يكون الحمض الأميني الخارجي هو جزيء سيستين بمجموعته الجانبية الحاوية على الكبريت. يمكن استخدام سلك الذهب Au في وعاء يحوي مركبات CdSe–ZnS–GGGC بكثافة 10^{16} في cm^3.

يرتبط العديد من المركبات CdSe–ZnS–GGGC مع السطوح (111) من سلك الذهب لأن لذرات الكبريت في المجموعات الجانبية للستستين محدودية للارتباط بسطوح Au (111). في مرحلة التصنيع التالية يغمر سلك الذهب المغطى بنقاط كمومية CdSe–ZnS في وعاء يحتوي على 10^{16} بلورات نانوية Cds في cm^3. وينجم عن ذلك ارتباط البلورات النانوية CdS مع الحموض الأمينية C من الجزيئات الحيوية GGGC المرتبطة بالبلورات النانوية CdSe–ZnS الملتصقة بسلك الذهب Au.

بتكرر الغمس المتناوب بالسلك المغطى بالبلورات النانوية في الوعائين الحاويين على CdSe–ZnS–GGGC وCds، تتجمع البلورات النانوية، كما هو موضح في الشكل 39.5. ويكون للبلورات النانوية المجمعة بهذه الطريقة كثافة تزيد على 10^{17} في cm^3. إن هذه الكثافات أعلى بمراتب من تلك التي يمكن تحقيقها بتقنيات تصنيع أدوات أنصاف النواقل المستخدمة تجارياً حالياً. يوضح هذا المثال استخدام التجميع الذاتي الكيميائي لمكافئة مجموعات من البنى النانوية النصف الناقلة.

يلزمنا استخدام روابط جزيئية ناقلة للكهرباء من أجل توليد شبكات بلورات نانوية نصف ناقلة متكاملة وعاملة كهربائياً باستخدام تجميع متحكم به كيميائياً.



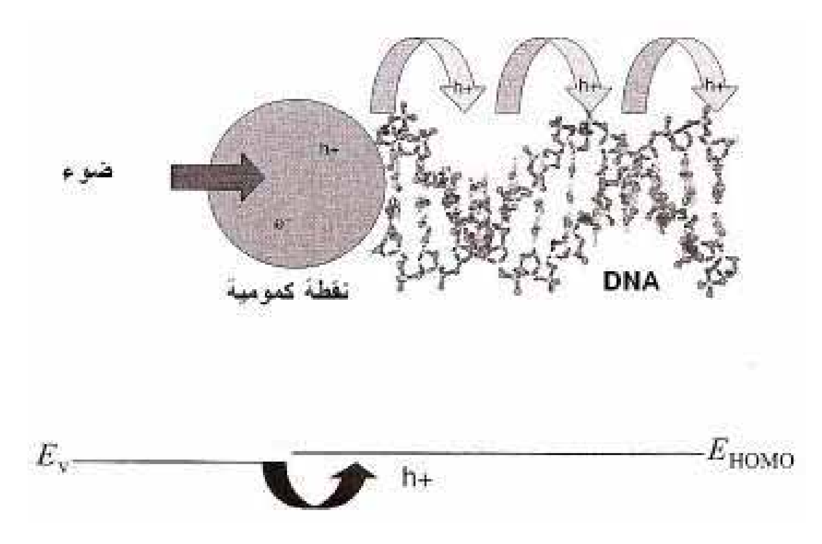
الشكل 39.5: شبكة نقاط كمومية جمعت باستخدام تقنيات التجميع المتحكم به كيميائياً

بما أن البروتينات (والبروتينات القصيرة – الببتيدات) تمثل أحد الصفوف الأساسية من الجزيئات الحيوية، فإن فهم الخواص الإلكترونية لهذه الصفوف العامة من الجزيئات سيكون مهماً في الإلكترونات الحيوية. جرت دراسة نقل الشحنات في الببتيدات عن طريق إدخال حموض أمينية تحتوي مجموعة جانبية تحوي الكروموفور الطبيعي، وهو جزيء ينتج حوامل شحنة عندما يتعرض للضوء. يمكن بهذه الطريقة إدخال شحنة الببتيد بإضاءة الكروموفور في المجموعة الجانبية. إضافة إلى ذلك فقد اعتبر الفينيلانين والتريبتوفان والتروسين نظرياً كعناصر ناقلة من الببتيدات لأن مجموعاتها الجانبية غنية بروابط π– الناقلة. وكما درسنا من أجل البوليميرات الناقلة، تؤمن روابط π– هذه نقل الشحنات. تدل نتائج الدراسات المبنية على الكروموفور أن الشحنات تتحرك على طول هذه الأسلاك المبنية على الببتيدات عند سرعات تقارب $10^5 \times 1.5$ $cm.s^{-1}$، وهي سرعة بطيئة نسبياً من وجهة نظر العناصر الإلكترونية المبنية على السيليكون أو GaAs. يؤدي هذا النقل البطيء نسبياً إلى أن النظم الإلكترونية التي تتضمن بلورات نانوية ذات توصيلات مبنية على الببتيدات، يجب أن تصمم في بنى تتغلب على المحدودية المفروضة بسرعات نقل الحوامل في الببتيدات. وربما يحمل تصميم البنى المتوازية حلاً محتملاً للصعوبات الناتجة من سرعة الانتشار المحدودة في التوصيلات المبنية على الببتيدات.

توضح دراستنا السابقة حول استعمال الـــ DNA كمعامل تجميع ذاتي أن الـــ DNA يمكن استخدامه لوصل البنى النانوية المعدنية ونصف الناقلة. وهنالك حالياً جهود بحثية تهدف إلى استخدام الـــ DNA كأسلاك جزيئية تنقل التيار الكهربائي. تنبع هذه الجهود بالطبع من الاهتمام المتنامي في استخدام الـــ DNA كعنصر حامل للشحنات في

الأدوات الإلكترونية الحيوية. ويعتمد تحديد تغيير خواص النقل للـــ DNA على أعلى مدار جزيئي مأهول (HOMO). وكما يبدو في الشكل 40.5 فإن نوع الـــ DNA الأكثر انتشاراً هو جزيء حلزوني الشكل وذو شقين يتألف كل منهما من سلاسل من الأسس الأربعة التالية: الأدنين (A) وسيتوزين (C) وغوانين (G) وتيمين (T).

وكما سبق ودرسنا، يمكن أن تحوي السلاسل أي ترتيب من T,G,C,A وتكون الأسس المتجاورة في الشقين أزواجاً من G–C أو A–T. ومن أجل DNA يحتوي على أزواج C–G فقط، تبدي سويات الطاقة فجوة بمقدار 2.0ev بين الـــ HOMO وأدنى مدار جزئي غير مأهول (LUMO).



الشكل 40.5: انتقال ثقب نقطة كمومية إلى DNA

يمكن أن تكون حالات الطاقة في الجزيئات ممتلئة أو ممتلئة جزئياً أو فارغة، كما هي الحال في أنصاف النواقل. وكما سبق ودرسنا في هذا الكتاب، تكون حزمة التكافؤ في نصف ناقل غير مشاب شبه ممتلئة بالإلكترونات في درجات الحرارة المنخفضة، وتكون حزمة النقل شبه فارغة في هذه الشروط. من التقليدي ،في حالة الجزيئات، أن نشير إلى الـــ HOMO بمستوى HOMO أو حزمة HOMO.

تلعب الطاقة العليا في حزمة HOMO إذاً دوراً مشابهاً إلى حافة الطاقة العالية أو قمة حزمة التكافؤ Ev في نصف الناقل. وبشكل مشابه، هنالك فجوة حزم بين قمة حزمة

HOMO وحافة الطاقة المنخفضة أو أسفل المدار الجزيئي الفارغ التالي المعروف باسم LUMO وهو ما يدعى غالباً حزمة LUMO. يلعب أسفل حزمة LUMO دوراً مشابهاً لحافة الطاقة المنخفضة لحزمة النقل.

إن إحدى مقاربات دراسة نقل الشحنات في الــ DNA هي أن نربط DNA إلى نقطة كمونية نصف ناقلة وأن نحقق شحنة في النقطة الكمومية، كما يوضح الشكل 40.5 من المحبذ في مثل هذه التجارب أن نختار المادة نصف الناقلة للنقطة الكمومية، بحيث تمتلك بعض حالات الطاقة متحاذية مع بعض مدارات DNA، كما يوضح القسم الأدنى من الشكل 40.5. هنا جرى اختبار طاقة حزمة التكافؤ بحيث تقع تحت الــ HOMO للــ DNA. من أجل جزيء DNA مؤلف من شق من الأساس G فقط مرتبط مع شق من الأساس C فقط، تكون قمة حزمة HOMO طاقة تساوي 7.34eV− بالنسبة إلى مستوى الخلاء.

يتوفر نقطتان كموميتان نصف ناقلتان حلزونيتان تملكان طاقة قريبة من حزمة HOMO وهي TiO_2 و ZnO. يمتلك TiO_2 طاقة حزمة نقل وتكافؤ تساوي 4.21eV− و7.41eV− على التوالي وذلك بالنسبة إلى مستوى الخلاء. أما ZnO فله طاقة حزمة نقل وتكافؤ تساوي 4.19eV− و7.39eV− على التوالي وذلك بالنسبة إلى مستوى الخلاء. وتكون محاذاة حزمة التكافؤ لأي من هاتين المادتين مع حزمة HOMO، كما هو ممثل في الشكل 40.5 يمكن مع هذه المحاذاة حقن ثقوب نصف الناقل في الــ DNA.

في التجارب العملية حول نقل الشحنات باستخدام هذه البنى QD−DNA نستخدم ضوءاً بطاقة أكبر من فجوة الحزم للــ ZnO (3.2eV) أو Tio_2 (أيضاً 3.2eV) لتوليد ازواج إلكترون− ثقب في النقطة الكمومية. بما أن كلاً من ZnO وTiO_2 مادة ذات فجوة حزم غير مباشرة فإن هذه الأزواج إلكترون− ثقب لا تعاود الاتحاد بالسرعة التي نجدها في المواد ذات فجوة حزم مباشرة. (وهذا أحد أسباب استخدام TiO_2 في الخلايا الشمسية، حيث هنالك حاجة لتكبير إنتاج التيارات الكهربائية من الحوامل المولدة ضوئياً). وكما هو واضح في الشكل 40.5، يمكن أن تهرب الثقوب المولدة ضوئياً من النقطة الكمومية وتتحرك إلى سلك DNA.

يمكن أن نرى هذه العملية كإلكترون قرب قمة حزمة ينتقل إلى النقطة الكمومية، حيث يعاود الاتحاد مع ثقب في حزمة التكافؤ. تجري حالياً تجارب مبنية على هذه

التقنيات في العديد من مجموعات البحث لتقييم قدرة الـــ DNA على حمل التيار. إحدى النتائج الهامة لهذه الدراسات هو أن الشحنات (الثقوب) تميل إلى أن تحتجز قرب مناطق الـــ DNA الغنية بالغوانين. وهذا ليس غريباً، لأن كمون التشرد لأزواج CG و AT هو $-7.34eV$ و $-7.99eV$ على التوالي.وبما أن كمونات التشرد هذه توافق الطاقات اللازمة لينتقل الإلكترون من قمة حزمة إلى الاستمرارية (غير المحدودة). ينتج أن الطاقة حافة حزمة نهاية عظمى محلية حول الأماكن الغنية بالغوانين على طول الـــ DNA.

يمكن بالتالي أن تحبس المناطق الغنية بالغوانين ثقباً يتحرك على طول سلك DNA وينشر طاقته مع حركته (عن طريق توليد أنماط اهتزازية في الـــ DNA) وما زالت خواص نقل الشحنات للـــ DNA غير مفهومة تماماً. وعلى كل حال إذا أمكن هندسة أسلاك DNA ناقلة باختيار سلاسل أسس مناسبة، فمن الممكن استخدام الـــ DNA ليس فقط كمعامل تجميع ذاتي لمجموعات معقدة من العناصر النانوية، ولكن كعناصر وصل كهربائي فعالة في هذه التجمعات من البنى النانوية. حتى أنه من الممكن تصميم أنماط جديدة من نظم معالجة المعلومات ذات الكثافة العالية جداً، التي يمكنها أن تتفوق على أقصى قدرات معالجة المعلومات التي يمكن تحقيقها بتصغير الدارات المتكاملة الحالية. في الوقت الراهن نحتاج إلى سنوات من البحث لتحديد فيما إذا كانت هذه النظم الذاتية التجميع كيميائياً والمعتمدة على البنى النانوية مفيدة من أجل المعالجة المتقدمة للمعلومات.

الطبع الضوئي النانوي بالريشة

منذ اختراع مجهر المسح النفقي والتقنيات المشابهة، كان هنالك محاولات لتطوير طرق طبع ضوئي نانوي جديدة.

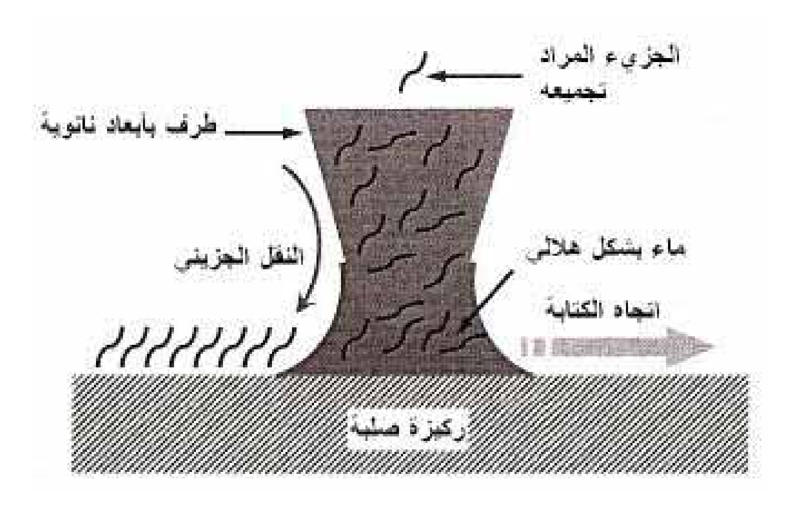
جرى استخدام الطرق المبنية على STM وAFM لأكسدة أو خدش أو حفر البنى النانوية على السطوح. وقد سبق وذكرنا بعض هذه الطرق في الفصول السابقة. إلا أن الطرق المقترحة غالباً ماتكون محدودة بنمو الأكاسيد الرقيقة على سطح معدن أو نصف ناقل أو إجراءات الحفر المتعدد الخطوات التي لايمكن تعميمها التصنيع المتوازي للبنى النانوية.

جرى مؤخراً استخدام الطبع الضوئي النانوي بالريشة (Dip–Pen Nanolithography :DPN) كطريقة طبع ضوئي مبني على استخدام مسبر ماسح

للكتابة المباشرة. هنا نستخدم طرف AFM لإيصال المحاليل الكيميائية مباشرةً إلى المناطق النانوية الأبعاد على الركيزة، كما يوضح الشكل 41.5.

إن تقنية DPN نوع من الطبع الضوئي الطري، حيث تعبر كلمة "الطري" عن التركيب الكيميائي للبنى النانوية التي يمكن تصنيعها. وهي مكونة من محاليل عضوية بدلاً من المواد الصلبة. وبالرغم من أن تقانات الريشة لن تزيح طرق التصنيع الصلبة التقليدية إلا أنها تتممها.

يمكن تناول العديد من المواضيع العلمية والعملية الهامة المتعلقة بالتصغير كنتيجة من توفر الطبع الضوئي الطري هذه حيث يمكن تشكيل الجزيئات بأسلوب متحكم به في بعد دون المئة نانومتر. على سبيل المثال، يمكن أن تولد هذه الطريقة بنى ناقلة جزيئية وتوفر اتصالها مع مساري جهرية محضرة باستخدام الطرق التقليدية للتصنيع الميكروي.



الشكل 41.5: إن عنصر "الكتابة" الأساسي في نظام الطبع الضوئي النانوي بالريشة هو بنية نانوية ذات نهاية بأبعاد نانوية. تتوضع السوائل المنسابة على سطح النهاية على سطح الركيزة في المنطقة حيث يتشكل شكل هلالي بين الطرف والسطح

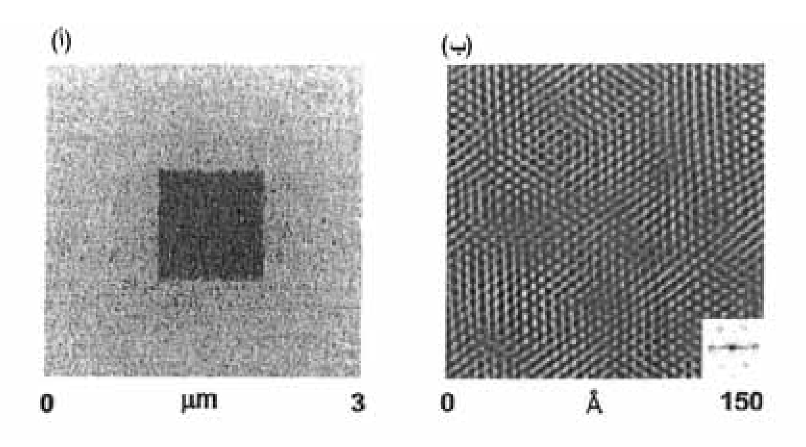
أعيد طبعها بموافقة من C. A. Mirkin, "Programming the Assembly of Two and Three-Dimensional Architecture with DNA and Nanoscale Inorganic Building Blocks," *Inorganic Chemistry*: vol. 39 (2000), pp. 2258-2272, © American Chemical Society.

كانت فكرة اختراع الـــ DNA تصغير التقانة التي يبلغ عمرها 4000 سنة: تقانة القصبة أو الريشة.

والفارق الأكبر هو أننا أردنا فعل في السلم النانوي ما تفعله قصبة الكتابة في السلم المجهري.ولدراسة أساسيات طريقة DNP. علينا ان نذكر أولاً أن الفكرة البسيطة القائمة على نقل أي حبر خلال طرف الـــ AFM النانوي البعد إلى السطح عبر الخاصة الشعرية المعروفة لا تعمل بالصورة المطلوبة. الفكرة الأساسية تكمن في تصميم نظام مع حبر يتفاعل كيميائياً مع الركيزة المستخدمة. يمثل الشكل 41.5 عناصر الـــ DPN الأساسية: طرف أو نهاية الـــ AFM المتحركة المغطاة بجزيئات الحبر، تتشكل منطقة هلالية الشكل بين الطرف والركيزة الصلبة، تتفاعل جزيئات الحبر مع الركيزة.

إن أثر تفاعل مركب كيميائي مع السطح يدعى الامتصاص الكيميائي. يعمل الامتصاص الكيميائي كقوة محركة لتحريك الجزيئات من الطرف إلى الركيزة، ويؤدي بعدئذ إلى تشكل بنى نانوية مستقرة بسماكة جزيء واحد. يكمن نجاح هذه الطريقة في اختيار جزيئات عضوية قليلة الانحلال بالماء بحيث يسهل على قوة الامتصاص الكيميائي المحركة التحكم بخواص النقل من الطرف إلى الركيزة وهذا يمنع الامتصاص غير المتحكم به وتراكم الطبقات المتعددة من الجزيئات على السطح.

يوضح الشكل 42.5 نتائج الامتصاص الكيميائي. الصورة اليسرى تظهر تغطية – طلاء– مساحة $1\mu m^2$ من سطح الذهب بالأكتاديكانثيول باستخدام DPN. إن تشكل بنية ذات طبقة واحدة تثبته الصورة المكبرة للأكتاديكانثيول المنقول، كما توضح الصورة اليمنى في الشكل 42.5. إن الشبكة الناتجة سداسية ببعد جزيئي بيني يساوي 5Å، وهو ثابت الشبكة المعروف للأكتاديكانثيول الأحادي الطبقة على الذهب المشكل بطرق أخرى.



الشكل 42.5: (أ) طلاء الأوكتاديكانثيول على الذهب بالـــ DPN. (ب) صورة مكبرة لبنية نانوية من الأوكتاديكانثيول الموضعة على بلورة ذهب واحدة

أعيد طبعها بموافقة من: C. A. Mirkin, "Programming the Assembly of Two and Three-Dimensional Architecture with DNA and Nanoscale Inorganic Building Blocks," *Inorganic Chemistry*: vol. 39 (2000), pp. 2258-2272, © American Chemical Society.

إن توضيح هذه الطريقة ممثل في الشكل 43.5. الصورة اليسرى تبين الشبكة الجزيئية للأوكتاديكانثيول على الذهب. تبلغ سماكة الشبكة جزيئاً واحداً بخطوط عرضها 100 نانومتر. توضح الصورة اليمنى مصفوفة منتظمة من نقاط بقطر 450 نانومتراً.

لاحظ أن الوصول إلى هذا النمط من انتظام الشكل وإمكانية تكرار الإنتاج لا يمكن الحصول عليه بقلم تقليدي وحتى على مستوى الأبعاد الجهرية.

يمكن توليد بنية نانوية بالكتابة بالـــ DPN بعرض خط بين 60 و70 نانومتراً. وأصغر بنى صنعت هي نقاط قطرها 15 نانومتر ومتباعدة عن بعضها البعض بمقدار 5 نانومتر. جرى تطوير الـــ DPN لتشكيل مجموعة من توليفات حبر- ركيزة. إن هذه الطريقة متوافقة مع العديد من الأحبار من الجزيئات العضوية الصغيرة إلى البوليميرات الحيوية والعضوية ومن جسيمات حلزونية إلى شوارد معدنية. تمتد السطوح المشكلة من المعادن إلى العوازل وأنصاف النواقل. يحوي الجدول 2.5 قائمة من أمثلة لتوليفات من أحبار كيميائية وسطوح.

والخلاصة، إن الكيمياء والطرق الحيوية يمكن تطبيقها لصناعة النظم النانوية. ويمكن أن تتكامل هذه الطرق الحديثة مع التقانات النانوية النصف الناقلة التقليدية.

9.5 تصنيع النظم الكهرميكانيكية النانوية

قمنا في المقاطع السابقة بدراسة تقانات أنصاف النواقل الحديثة التي يمكن استخدامها لإنتاج بنى وأدوات نانوية للإلكترونيات. ومن الضروري أن تكون البنى ذات نوعية عالية لنحصل على خواص إلكترونية عالية.

إن الانجازات الكبيرة والتطورات التي منحتها هذه التقانات إلى الإلكترونيات يمكن أن تستخدم لدراسة أدوات نانوية أخرى تدعى النظم الإلكترميكانيكية النانوية (NEM_s) يشمل هذا الصف من الأدوات الآلات النانوية. والحساسات الجديدة وتشكيلة من الأدوات الجديدة التي تعمل في السلم النانوي.

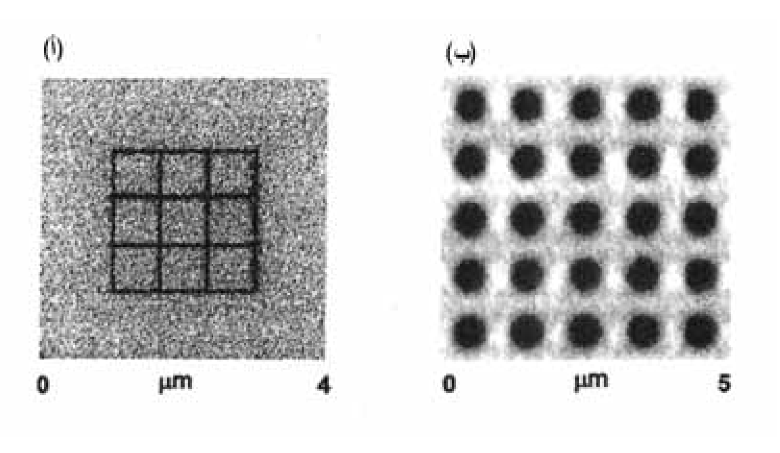
الجدول 2.5: أمثلة على توليفات حبر– ركيزة مستخدمة في DPN

ملاحظات	الركيزة	الحبر
دقة 15nm على السطوح الأحادية البلورات وأقل من 50nm على السطوح المتعددة البلورات	Au	Alkylthiols
البنى النانوية فعالة الأكسدة والإرجاع	Au	Ferrocenylthiols
النمذجة على الأكاسيد	SiO_x GaAs	Silazanes
الكتابة المباشرة والتجميع غير المباشر	Au, SiO_x	بروتينات
توضيع البوليمرات المتحقق منها كهركيميائياً وبالإضاءة المتقطعة	SiO_x	بوليمرات مصرفة
حساس للرطوبة وشروط سلكنة الطرف	Au, SiO_x	DNA
الأشكال الحساسة للضوء	SiO_x	أصبغة مضيئة
التوضيع الكهركيميائي والتحليل الكهربائي	Si, Ge	أملاح معدنية
محلول لزج مشكل بالطرف	SiO_x	جسيمات غرائية

تعد الأدوات الميكانيكة النانوية بتطور ثوري في قياسات الانزياحات البالغة الصغر والقوى البالغة الضعف، وعلى وجه الخصوص في السلم الجزيئي. في الحقيقة، يمكن بناء NEM_s باستخدام تقنيات تصنيع نانوي للسطح والركيزة، وذلك بكتل تقارب بضعة أتوغرامات ($1attogram=10^{-18}g$) ومقاطع تبلغ 10 نانومتر. تعطي الكتلة

الصغيرة والحجم الصغير عدداً من المزايا الفريدة للـــ NEM_s وتعطيها إمكانية كبيرة للاستخدام في التطبيقات الجديدة والقياسات الأساسية.

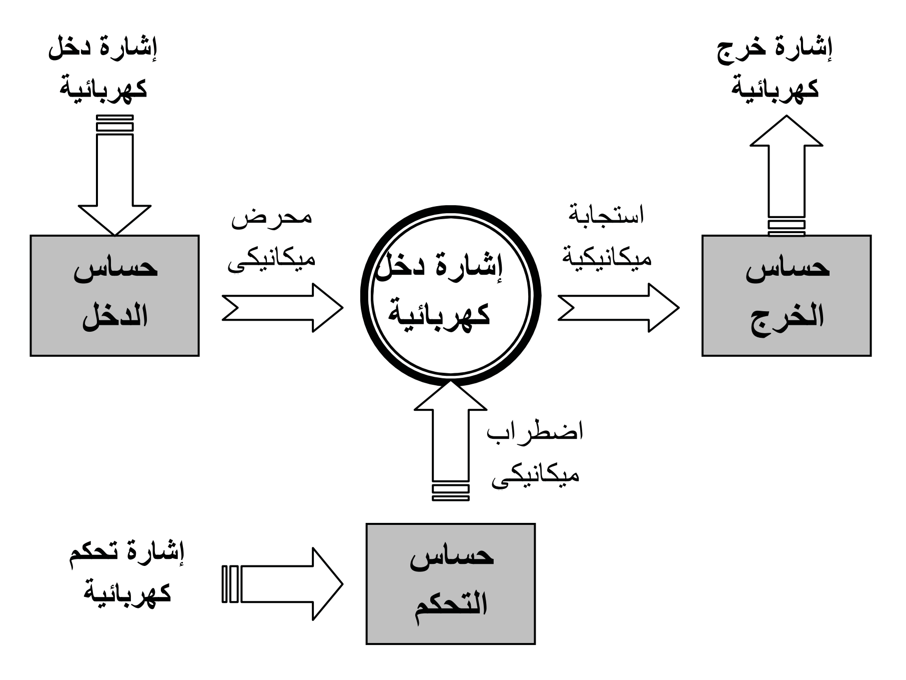
يحتمل أن تفيد التطبيقات المحتملة للـــ NEM_s حقولاً متنوعة تمتد من الإلكترونيات النانوية إلى الطب والتقانة الحيوية. سندرس في هذا المقطع المفاهيم الأساسية للـــ NEM_s، وتقانة تصنيع الـــ NEM_s والتحديات التي تبرز في هذا المجال.



الشكل 43.5: الشبكة النانوية (اليسار) ومصفوفة النقاط (اليمين) المولدة عبر DPN

أعيد طبعها بموافقة من: C. A. Mirkin, "Programming the Assembly of Two and Three-Dimensional Architecture with DNA and Nanoscale Inorganic Building Blocks," *Inorganic Chemistry*: vol. 39 (2000), pp. 2258-2272, © American Chemical Society.

يمكن النظر إلى آلة كهرميكانيكية كحساس ثنائي أو ثلاثي أو متعدد النهايات يقبل محرضات مدخل (كإشارة قوى) ويعطى استجابة ميكانيكية (انزياح مخرج). يمكن تطبيق إشارات كهربائية لغايات التحكم الإضافية بحيث يمكن تحويلها إلى قوى متغيرة تؤثر في خواص العنصر الميكانيكي بطريقة مفيدة ومتحكم بها. يظهر الشكل 44.5 الصورة النمطية لـــ NEMs فيلماً نانوي البعد معلقاً أو غشاءً أو عارضة. سنستخدم فيما يلي تعبير "عارضة". توفر التشوهات لهذه العناصر الميكانيكية استجابة ميكانيكة عالية للـــ NEMs. تكون الأدوات الإلكترونية المرتبطة بالعارضة ذات أبعاد تقارن بأبعاد العارضة.



الشكل 44.5: مخطط تمثيلي لأداة كهرميكانيكية ثلاثية النهايات

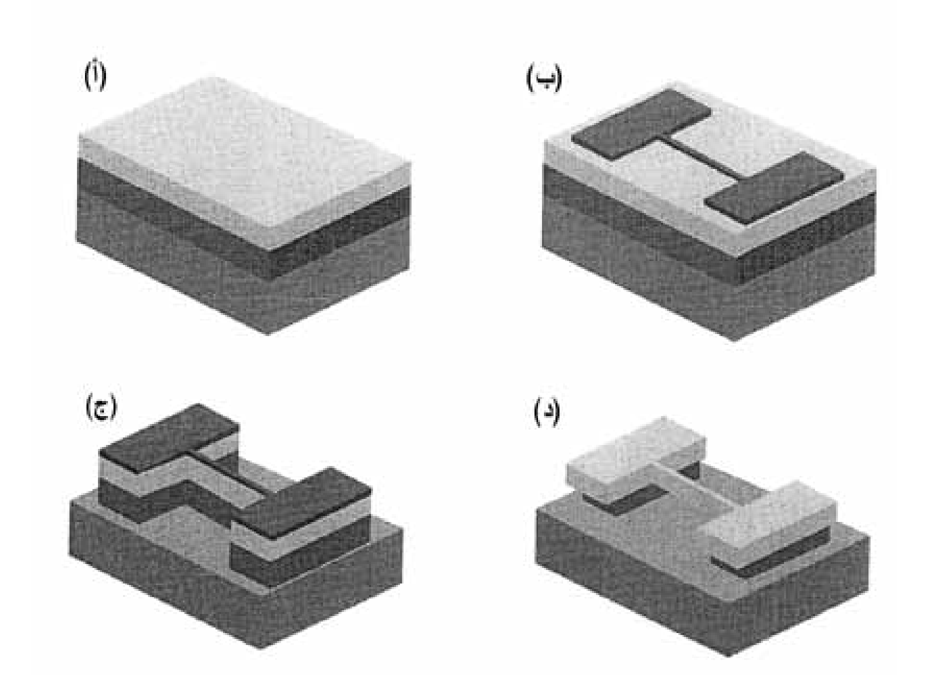
لندرس تصنيع المركب الميكانيكي الأساسي لـــ NEM_s يجري استخدام ونمو البلور والبنية الهجينة وتقنيات المعالجة التي سبقت دراستها لانتاج بنى نصف ناقلة معلقة. يمكن تطبيق هذه التقنيات على السيليسيوم الخام وعلى السيليسيوم المنمى وعلى النظم المبنية على المركبات III–V وعلى المواد الأخرى.

يوضح الشكل 45.5 عملية تصنيع بنية معلقة. تبدأ هذه العملية في أبسط أشكالها ببنية هجينة تحوي طبقات بنيوية (رمادية) وقربانية (مؤقتة) (سوداء) على ركيزة (رمادية غامقة) كما في الشكل 45.5 (أ).

يمكن تشكيل الأقنعة على قمة هذه البنية الهجينة بتوليفة من الطبع الضوئي والشعاع الإلكتروني متبوعاً بعمليات توضيع فيلم رقيق. يحمي القناع الناتج المادة الأدنى خلال المرحلة التالية (انظر الشكل 45.5 (ب)). يجرى حفر المادة غير المحمية حول القناع باستخدام عملية حفر بالبلازما، كما في الشكل 45.5 (ج) وأخيراً تزيل مرحلة حفر كيميائي انتقائي الطبقة القربانية من المناطق المحدودة لتوليد بنية نانوية معلقة حرة معزولة حرارياً وميكانيكياً على حد سواء (انظر الشكل 45.5 (د)). يمكن تكرار هذه

الإجرائية مرات عديدة وربطها بعمليات توضيع مختلفة لإنتاج البنية النانوية الميكانيكية لأداة خاصة. إن مرونة العملية تسمح بتطبيق هذا المخطط العام على مواد مختلفة ولصنع بنى معلقة بالكامل بأبعاد جانبية تبلغ بضعة نانومترات.

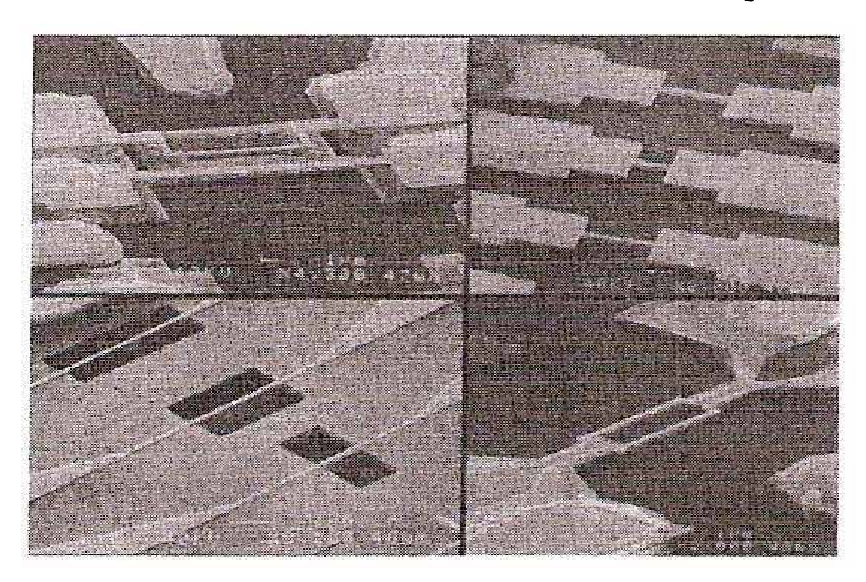
لندرس على سبيل المثال، الحالة الهامة للتصنيع النانوي السيليكوني باستخدام عملية SIMOX (الفصل بزرع الأكسجين Separation by IM Plantation of Oxygen). تبدأ الإجرائية من شريحة سيليكون تعالج بجرعة كبيرة من زرع الأكسجين. تسخن الشريحة المزروعة في درجة حرارة عالية لتشكيل طبقة من SIO_2 بسماكة $1 - 0.05$ ميكرومتر. تنمى بعدئذ بلورة أحادية Si فوق الطبقة المشكلة SIO_2. تبلغ سماكة هذه الطبقة $0.1 - 0.2$ ميكرومتر.نحصل بالنتيجة على بنية هجينة $Si/Sio_2/Si$ توافق البنية رمادي/أسود/رمادي غامق في الشكل 45.5.



الشكل 45.5: مخطط عام لتصنيع البنى المعلقة NEMS باستخدام طبقات بنيوية (رمادية) وقربانية (سوداء) على الركيزة (رمادي غامق). (أ) بنية هجينة ثلاثية الطبقات. (ب) توضيع قناع الحفر. (ج) الحفر المتناحي (د) الحفر الرطب الانتقائي للطبقة القربانية

إن جميع المراحل موضحة في الشكل 45.5 تُشكَّل الطبقة العليا Si ويولّد قناع الحفر كما في الشكل 45.5 (ب) يطبق على طبقة Si العليا حفرٌ متناحٍ كما يظهر الشكل 45.5 (ج). ثم يتعرض الأكسيد إلى حفر رطب انتقائي لتوليد بنية معلقة كما في الشكل 45.5 (د). يمكن إجراء عملية SIMOX على شرائح ذات مساحة واسعة (قطرها 4 إلى 6 إنشات) مما يسهل مكاملة عدد من NEMs والأدوات الإلكترونية الأخرى على الجذاذة.

يوضح الشكل 46.5 بعض البنى المعلقة المصنّعة بهذه الطريقة.



الشكل 46.5: أربع نظم كهرميكانيكية ونانوية NEMS صنعت بطريقة SIMOX

من: **A. N. Cleland, *Foundation of Nanomechanics* (Berlin: Springer-Verlag, 2003), fig, 11.4.**

وختاماً، بفضل التقانات المتقدمة، أصبح ممكناً تصنيع النظم الكهرميكانيكية النانوية الجديدة. لهذه النظم أبعاد صغيرة لدرجة أن حركتها الميكانيكية (الاهتزازات) ترتبط بالإلكترونات بشكل أقوى من حالة العينات الكبيرة الشبيهة بالركيزة. يمكن بناء عدد من الأدوات النانوية على أساس الـــ NEMS.

يوفر الفصل الثامن دراسة إضافية لهذه الأدوات.

10.5 ملاحظات ختامية

ركزنا في هذا الفصل على الطرق المستخدمة لتنمية المواد بنوعية عالية ولتصنيع الأدوات النانوية. درسنا نمو البلورات الكاملة والبنى الهجينة المتعددة الطبقات. ووجدنا أن هنالك تحسينات مستمرة لتقانات أنصاف النواقل التقليدية من أجل معالجة المواد. ووجدنا أيضاً أن هذه التحسنات تسهّل تصنيع البنى النانوية والأدوات النانوية بدقة متناهية وتكرارية عالية وبالخواص الميكانيكية والبصرية والكهربائية اللازمة.

وكذلك، فقد قمنا بتحليل مقاربات جديدة لإنتاج البنى النانوية ترتكز على أنماط خاصة لتنمية المواد (كنمط سترانسكي– كراستانو وفيه تتشكل البنى النانوية تلقائياً بفضل حركية النمو). تعطي عمليات التنظيم الذاتي والترتيب الذاتي للبنى النانوية طريقة فريدة وجديدة لإنتاج تجمعات عالية الكثافة من الأدوات النانوية بالخواص المطلوبة. وإضافة إلى طرق التصنيع التقليدية المستخدمة في الإلكترونيات الدقيقة والإلكترونيات النانوية، قمنا بدراسة تقنيات التصنيع للأغراض النانوية الجديدة كالأنابيب النانوية.

وقد قمنا بتوصيف كلٍّ من طرق التنمية والتوصيف الجديدة والمحسنة التي تسهّل التحكم بهندسة لبنى النانوية بدقة الذرة وكذلك تناول ذرة مفردة أو شاردة مفردة في البلورات. ولدت الإنجازات الأخيرة في العلوم الحيوية والكيميائية مقاربات جديدة في التصنيع النانوي تتكامل مع تقانات أنصاف النواقل التقليدية. ولقد قدمنا أمثلة عديدة للطرق الحيوية والكيميائية الجديدة.

وأخيراً، قمنا بدراسة تفصيلية لتصنيع صف جديد من الأدوات النانوية وهي النظم الكهرميكانيكية النانوية. إن هذه النظم النانوية الحجم صغيرة لدرجة أن حركة بضعة إلكترونات يمكن أن تؤثر في الاهتزازات الميكانيكية للبنى النانوية.

يمكن العثور على معلومات إضافية حول نمو البلورات وتصنيع الأدوات في الكتب والمقالات التالية:

- R. H. Hendel [et al.], “Molecular-beam Epitaxy and the Technology of Selectivity-Doped Heterostructure Transistors,” in: D.K. Ferry, ed., *Galium Arsenide Technology* (Indianapolis, IN: Howard W. Sams, 1985).

- K. Ploog, “Delta-doping in MBE Grown GaAs: Concepts and Device Application,” *Journal of Crystal Growth*: vol. 81, nos. 1-4 (1987), p. 304.

- D. Bimberg, M. Grundman and N. N. Ledenstov, *Quantum Dot Heterostructures* (Chichester: John Wiley and Sons, 1999).

تهتم المنشورات التالية بالتنمية الذاتية التنظيم للبنى النانوية:

- R. Nötzel, “Self-organizing Growth of Quantum Dot Structures," *Semiconductor Science and Technology*: vol. 11, no. 10 (1996), p. 1365.

- Vitaliy A. Shchukin and Dieter Bimberg, “Spontaneous Ordering of Nanostructures on Crystal Surfaces,” *Reviews of Modern Physics*: vol. 71, no. 4 (1999), p. 1125.

- J. Stangl, V. Holy and G. Bauer, “Structural Properties of Self-organizing Semiconductor Nanostructures," *Reviews of Modern Physics:* vol. 76, no. 3 (2004), p. 725.

يصف الكتاب التالي تقنيات مجهر المسح النفقي ومجهر القوة الذرية:

- C. J. Chen, *Introduction to Scanning Tunneling Microscopy* (New York: Oxford University Press, 1993).

التحليل المفصل لطرق تصنيع الأنابيب النانوية الكربونية وغيرها مذكور في:

- M. S. Dressellhaus, G. Dressellhaus and P. C. Eklund, *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes* (San Diego, CA: Academic Press, 1996).

في المنشورين التاليين مراجعة لطرق التصنيع النانوي الحيوية والكيميائية:

- C. A. Mirkin, “Programming the Assembly of Two and Three-Dimensional Architecture with DNA and Nanoscale Inorganic Building Blocks,” *Inorganic Chemistry*: vol. 39 (2000), pp. 2258-2272.

- David S. Ginger, Hua Zhang, and Chad A. Mirkin, "The Evolution of Dip-Pin Nanolithography," *Angewandte Chemie*: vol. 43, no. 1 (January 2004), pp. 30-45.

وصف تصنيع الأنواع المختلفة لنظم NEMS موجود في:

- A. N. Cleland, *Foundations of Nanomechanics* (Berlin: Springer-Verlag, 2003).

11.5 مسائل

1- صِفِ الاختلافات الأساسية بين طريقة شوكرالسكي لتنمية البلورات والنمو الطبقي. أيّ من هاتين الطريقتين يمكن استخدامها لتنمية بنى بلورية متعددة الطبقات؟

2- في طريقة النمو الطبقي بالحزمة الجزيئية، تتميز سرعة نمو البلور بكثافة التدفق (J) للذرات التي تؤلف الغشاء النامي. من أجل البلورات الثنائية AB مثل GaAs وSiGe، يجب أن يكون تدفق المكونين الوضعين A و B متساويين: $J_A = J_B = J/2$.

لتكن كثافة البلور ρ_{AB} معطاة.

احسب (باستخدام J و ρ_{AB} وكتلتي الذرتين A وB) الزمن اللازم لتنمية غشاء بسماكة d.

أعط القيمة العددية لزمن التنمية من أجل GaAs حيث $J= 10^{15}\text{atom.cm}^2.\text{S}^-$ [1]، $\rho = 5.136\ \text{g.cm}^{-3}$ و $d= 100\text{nm}$.

3- عندما نطبق طريقة الطبع الضوئي، يحدّ أثر انكسار الضوء البعد الأدنى للنموذج المضاء اللازم لمتابعة عملية التصنيع للبنية النانوية. اشرح مزايا استخدام مصدر ضوء قصير طول الموجة في الطبع الضوئي النانوي.

بفرض أن السماكة الصغرى لخط الضوء d_{min} يتعلق بطول الموجة λ وفق العلاقة $d_{\min} \approx \lambda/2$، احسب وقارن بين الأبعاد الدنيا لأدوات مصنعة باستخدام ثلاثة مصادر ليزر: ليزر أحمر He – Ne ($\lambda = 0.63\mu m$) وليزر فوق بنفسجي KrF ($\lambda = 0.243\mu m$) وليزر فوق بنفسجي ArF ($\lambda = 0.19\mu m$).

4- طَبّقْ موديل الهيدروجين للمعادلة (4.5) من أجل سويات الطاقة للمعطين في GaAs و InAs.

استخدمِ الكتلَ الفعّالَة وفق الجدول 4.5، واجعلْ ثابتي العازلية ε مساويين لـــ 12.8 و15.5 على التوالي. احسبْ طاقات التشرد، واحسبْ نصف قطر حالات الأرض للمعطي من أجل هاتين المادتين. أوجدِ العددَ المتوسطَ للخلايا البدائية "المغطاة" بإلكترون معطي وحيد.

5- اشرحْ دور عدم توافق الشبكة في أنماط نمو البنى النانوية الذاتية التنظيم. حدِّدْ من أجل أي من البنى الهجينة التالية يكون تشكل جزر نانوية ممكناً: GaAs/AlAs (ثابتا الشبكة a_0=5.64Å و a_0=5.66 Å على التوالي) و GaAs/InAs (a_0=5.64Å و a_0=6.06 Å على التوالي) وSi/Ge (a_0=5.43Å و a_0=5.65 Å).

6- ناقشِ الفروقَ بين مبادئ العمل للتقنيات النانوية في مجهر المسح النفقي ومجهر القوة الذرية.

7- يمثل مجهر المسح النفقي (STM) تقنية جديدة وهامة لسبر وتوصيف البنى النانوية. اشرح لماذا يمكن الحصول على قياسات بدقة الأبعاد الذرية عندما نستخدم طرفاً (نهاية) بقياس 1μm تقريباً ما هي حدود تطبيقات الـــ STM؟

8- يمكن أن تكون بعض الطرق الحيوية والكيميائية لتشكيل نماذج نانوية سطحية مكملة لتقانات أنصاف النواقل التقليدية. أيّ من هذه الطرق يمكن استخدامها لإنتاج نماذج دورية، وأيّ منها تصلح لنمذجة السطوح العشوائية؟

الفصل السادس

نقل الإلكترونات في أنصاف النواقل والبنى النانوية

1.6 مقدمة

درسنا في الفصول السابقة تطويرات وتنمية المواد وتصنيع البنى النانوية. وقد تركز اهتمامنا في حالة الإلكترونات على تكميم طاقتها في البنى النانوية. في الحقيقة، تعتمد الإلكترونيات على الإشارات الكهربائية، أي إنها تتعامل مع قياسات التيار والجهد الكهربائي. ويمثل التحكم بالإشارات الكهربائية ومعالجتها وظائف أساسية للأدوات الإلكترونية. وعليه فستكون مهمتنا التالية دراسة نقل حوامل الشحنات، المسؤولة عن التيارات الكهربائية عبر البنى النانوية.

تعتمد أنماط نقل الإلكترونات على العديد من العوامل. يمكن توضيح بعض مظاهر هذه الأنماط بمقارنة سلم الزمن والطول للحوامل بأبعاد الأداة والظواهر الزمنية للأداة المرتبطة بترددات العمل. سنقوم بهذا التحليل في الفقرة 2.6. ندرس في الفقرتين 3.6 و4.6 دور إحصاء الإلكترونات في آثار النقل، وسندرس بعدئذ سلوك الإلكترونات في حقلٍ كهربائيٍ عالٍ، بما في ذلك ما يدعى بـــ "آثار الإلكترونات الساخنة". ونصف، لدى تحليل الأدوات القصيرة جداً النقل المبدد وأثر زيادة السرعة. وندرس ختاماً حركة القذائف النصف التقليدية للإلكترونات، ونقدم أفكاراً حول النقل الكمومي في الأدوات النانوية الأبعاد في الفقرة 5.6.

2.6 سلم الزمن والطول للإلكترونات في الأجسام الصلبة

نبدأ بتحليل أنماط النقل الممكنة للإلكترونات في البنى النانوية. بما أن هناك عدداً كبيراً من أنماط النقل، سنقوم بتصنيفها بالنظر إلى الأزمنة المميزة والأطوال الأساسية الخاصة بحركة الإلكترونات.

أطوال الإلكترون الأساسية في الأجسام الصلبة

لاحظنا في الفقرة 3.4 أن الطول المميز في جسم صلب بلوري هو ثابت الشبكة a_0. إلاّ أن الأبعاد المهمة لحوامل الشحنة غالباً ماتكون أكبر بكثير من a_0. وكما أكدنا في الفصل الرابع فإن هذه الحقيقة تسمح بإهمال البنية البلورية الدقيقة واعتبار الإلكترون جسيماً حراً تقريباً، على الأخص بإسناد كتلة فعالة للإلكترون تختلف عن كتلته في الخلاء.

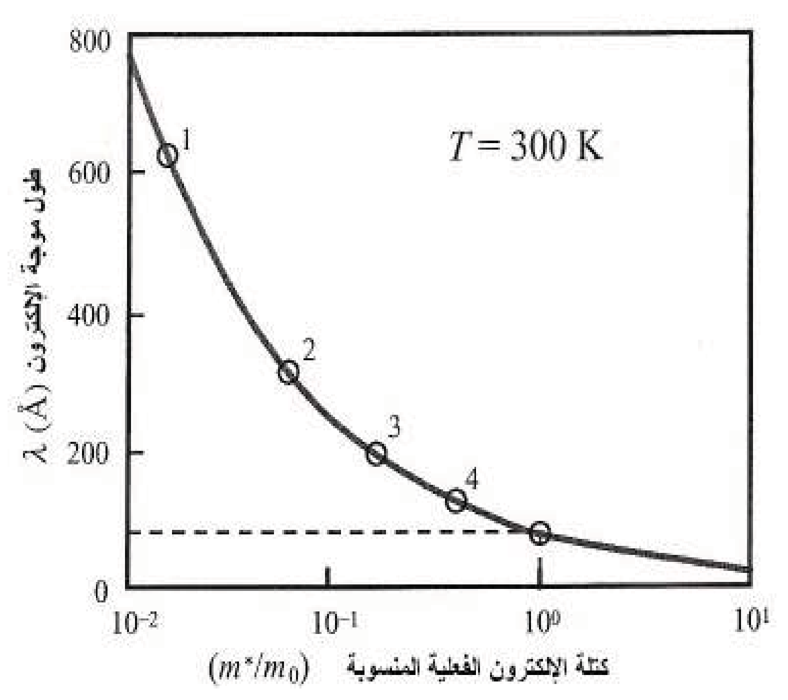
إن الطول الهام الأساسي الأول هو طول موجة بروغلي Broglie wavelength للإلكترون في الجسم الصلب λ. وقد جرى تقديم هذا الطول في الفصل الثاني من أجل جسيم حر (انظر المعادلة (45.2)). ويكون طول موجة بروغلي الموافق الفعالة لإلكترون في بنية نانوية نصف ناقلة أكبر من طول موجة الإلكترون الحر λ_0.

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m^*E}} = \lambda_0\sqrt{\frac{m_0}{m^*}}, \quad \lambda_0 = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0E}}, \qquad (1.6)$$

حيث تمثل طاقة الإلكترون وكتلته في الخلاء. يمثل الشكل 1.6 قيم λ_0 بدلالة m^*/m_0 .

وتشير النقاط 1−4 على المنحني أطوال الموجة من أجل الإلكترونات في InSb وGaAs وGaN وSiC على التوالي. وقد استعملنا كتلاً فعّالة m^*/m_0 تساوي 0.014 و0.067 و 0.172 و 0.14 على التوالي من أجل هذه المواد وفرضنا أن طاقة إلكترون هي $k_BT=E$ حيث T درجة حرارة الغرفة وk_B ثابت بولتزمان.

نرى أن طول موجة بروغلي لإلكترون في أنصاف النواقل من أجل m^* في المجال m_0 (1−0.01) هو من رتبة 73 إلى 730 أنغستروم، أي إنه أكبر بكثير من ثوابت الشبكة للمواد المعطاة في الجدول 8.4. عندما تنخفض الحرارة إلى 3K يزداد طول موجة بروغلي عشر مرات، وبالتالي يصبح طول الموجة من رتبة أبعاد البنى النصف الناقلة والأدوات المصنعة بالتقانات الحديثة للتصنيع النانوي.



الشكل 1.6: طول موجة الإلكترون بدلالة الكتل الفعالة للإلكترون في درجة حرارة الغرفة (T=300K) توافق النقاط 1 إلى 4 InSb وGaAs وGaN وSiC على التوالي

حجم الأداة وتكميم طيف الإلكترون

نعتبر عيّنة نصف ناقل بأبعاد هندسية $L_z*L_y*L_x$ كما يبدو في الشكل 2.6. لنفرض، بدون أن نخسر عمومية المسألة، أن $L_z<L_y<L_x$ إذا كان النظام خالياً من العشوائية، وكان غيرها من آليات التبعثر ضعيفة بما فيه الكفاية، فإن حركة الإلكترون تكون شبيهة بالقذيفة، ويكون الطول الوحيد الذي يلزم مقارنة الأبعاد الهندسية به هو طول موجة بروغلي λ. وبما أن عدداً صحيحاً من أنصاف طول الموجة للإلكترونات يمكن وضعها في نظام محدود، بدلاً من طيف طاقة مستمر، وعدداً مستمراً من حالات الإلكترون، فإننا نحصل على مجموعة متقطعة من حالات الإلكترون ومستويات الطاقة تتميز كلٌّ منها بالعدد الموافق من أنصاف طول الموجة. وهذا ما يدعى عادة بـــ "تكميم حركة الإلكترون". وتبعاً لأبعاد النظام، يمكن أن نميز الحالات التالية:

(أ) الحالة الثلاثية الأبعاد أو الحالة الشبيهة بالركيزة: عندما لا يكون تكميم طيف

الإلكترون مهماً على الإطلاق

$$\lambda << L_x, L_y, L_z, \tag{2.6}$$

ويتصرف الإلكترون كجسيم حر متميز بكتلة فعالة m^*.

(ب) الحالة الثنائية الأبعاد أو حالة البئر الكمومي عندما يحدث تكميم حركة الإلكترونات في اتجاه واحد، في حين أن حركة الإلكترون تكون حرة في الاتجاهين الآخرين:

$$\lambda \cong L_z << L_y, L_x. \tag{3.6}$$

وقد درسنا هذه الحالة في الفصل الثالث من أجل مثال طاقة كامنة تعتمد على إحداثية واحدة. تعطى طاقة الإلكترون في هذه الحالة بصيغة الحزم الثانوية الثنائية الأبعاد، كما تبيّن المعادلة (49.3).

(ج) الحالة الأحادية البعد أو السلك الكمومي، عندما يحدث التكميم في بعدين، ويتحرك الإلكترون بحرية في اتجاه واحد فقط على طول السلك:

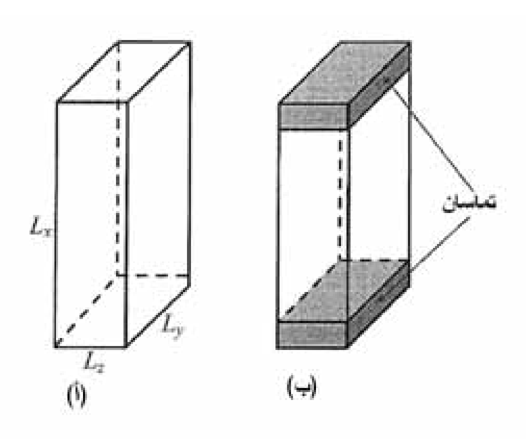
$$L_z \cong L_y \cong \lambda << L_x. \tag{4.6}$$

وقد درسنا هذه الحالة في الفصل الثالث من أجل مثال الطاقة الكامنة التي تعتمد على إحداثيتين. تعطى طاقة الإلكترون في هذه الحالة بصيغة حزم نانوية أحادية البعد، كما في المعادلة (50.3).

(د) الحالة الصفرية البعد أو حالة الصندوق الكمومي (أو النقطة الكمومية) عندما يحدث التكميم في كل الأبعاد الثلاثة ولا يمكن أن يتحرك الإلكترون في أيّ اتجاه:

$$L_x \cong L_y \cong L_z \cong \lambda. \tag{5.6}$$

وقد قمنا بتحليل النماذج المبسطة لهذه الحالة في الفصل الثالث ويكون طيف الطاقة متقطعاً.



الشكل 2.6: (أ) الأبعاد الهندسية لعينة نصف ناقل (L_z<L_y<L_x) و(ب) عيّنة مع تماسين: يحدث نقل الإلكترونات على طول الاتجاه x

تبيّن الحالات الأخيرة الثلاث أيضاً، آثارالحجوم الكمومية (quantum size effect) في بعد أو بعدين أو ثلاثة أبعاد على التوالي. إذا كان بعد هندسيٌّ واحد على الأقل للأداة يقارن بطول موجة الإلكترون، يلزم معالجة المسألة وفق الميكانيك الكمومي.

دعنا نحلل الشروط الزمنية والأسباب الكيفية لتفقد حوامل الشحنة سلوكها الشبيه بالموجي، بحيث يمكن اعتبارها جسيمات تقليدية. هنالك سببان رئيسيان: الأول هو عدم مثالية النظام التي تؤدي إلى بعثرة الإلكترونات. أما السبب الثاني فيتعلق بدرجة الحرارة المنتهية وإحصائيات الإلكترونات.

تتعرض الإلكترونات في أدوات الحالة الصلبة للبعثرة (scattering) بسبب تشوهات البلورة، والشوائب، واهتزازات الشبكة، وخشونة السطح الفاصل ... الخ.

تقسم عمليات البعثرة هذه إلى مجموعتين: مرنة ولينة (elastic and inelastic). يقود الصدم المرن في الفيزياء التقليدية إلى تغير في كمية حركة الجسيم فقط (شعاع الموجة)، في حين إنه في حالة الصدم اللين تتغير كلٌّ من كمية الحركة والطاقة. من الخواص الهامة للصدم المرن أنه لا يحطم صفحة الإلكترون.

في الحقيقة، تبقى الطاقة بعد البعثرة المرنة ثابتة ويتألف تابع الموجة $\psi(r, t)$ من مركبّات مختلفة من الشكل $e^{-i\Omega t}e^{ik_j r}$. لجميع المركبات نفس الصفحة التابعة

للزمن $e^{-i\Omega t}$. وهكذا يبقى التوزع المكاني لكثافة الإلكترونات $|\psi(r,t)|^2 = |\psi(r)|^2$ مستقلاً عن الزمن. بعبارة أخرى، لا تحطم البعثرة المرنة ترابط حركة الإلكترون. وتبقى النتيجة صحيحة من أجل حالة شائبتين أو أكثر حيث يكون نموذج الموجة الفضائي معقداً، ولكنه يبقى مترابطاً.

وباستعمال لغة تقليدية، إذا رمزنا بـــ τ_e للزمن المتوسط بين حادثتي بعثرة مرنة متتاليتين، يمكن أن نعرّف "المسار الحر المتوسط" للإلكترونات بين حوادث البعثرة المرنة بالمعادلة $L_e=v\tau_e$ حيث v هي السرعة الوسطى للإلكترونات، وتكون عندئذٍ الخواص الشبيهة بالأمواج للإلكترونات منسجمة حتى من أجل المسافات التي تتجاوز L_e.

تقود البعثرة اللينة إلى نتيجة جديدة. تنتج هذه البعثرة أمواج إلكترونات بطاقات مختلفة، ويمتلك تابع الموجة الناتج ارتباطاً معقداً بكل من الموضع والزمن، ويمحو تداخل مركبات الأمواج المختلفة الزمنية آثار الارتباط. ليكن τ_E الزمن المتوسط بين صدمين ليِّنين. تدعى المسافة التي يقطعها الإلكترون بين هذين الصدمين بطول البعثرة اللينة L_E. يحافظ الإلكترون على ترابطه الكمومي للمسافات التي تقل عن L_E ويفقد الترابط من أجل مسافات أكبر. عادة ما تكون $L_E>\lambda$ ما لم توجد شروط عدم توازن قاسية.

وغالباً ما يفوق L_E المسار الحر المتوسط L_e بكثير. يعاني الإلكترون في هذه الحالة من العديد من الصدمات اللينة قبل أن يفقد طاقته. تعرف هذه العملية بـــ "الانتشار" ويقدّر انزياح الإلكترون خلال τ_E بالعلاقة:

$$L_E=\sqrt{D\,\tau_E} \quad (\tau_E >> \tau_e), \tag{6.6}$$

حيث يعطى معامل الانتشار D بالعلاقة $D=v^2\tau_e/\alpha$، حيث $\alpha=3$ من أجل غاز إلكتروني ثلاثي الأبعاد و$\alpha=2$ من أجل غاز إلكتروني ثنائي الأبعاد و $\alpha=1$ من أجل غاز إلكتروني أحادي البعد.

إن السبب الثاني لتوسيط السلوك الكمومي هو أثر الحرارة في إحصائيات الإلكترونات. في الحقيقة، هنالك إلكترونات بطاقات مختلفة بشكل ملموس، عند درجات الحرارة المنتهية، ويؤدي هذا إلى امتداد واسع لصفحات تابع الموجة، وبالتالي يتحطم ترابط نظام الإلكترونات. يمكننا أن نقدر الطول المميز L_T الموافق لتلاشب الارتباط بالحرارة. يقود توسيع طاقة الإلكترون بنسبة k_BT إلى امتداد الصفحات مع الزمن t وفق

العلاقة $\Delta\phi = t(k_B T/\hbar)$. وهكذا فإن زمن الامتداد t يمكن حسابه في اللحظة التي من أجلها $\Delta\phi \approx 1$ أي إن $\tau_T = \hbar/(k_B T)$.

إذا كانت البعثرة الوحيدة هي البعثرة المرنة، ينتشر الإلكترون في الفضاء على مسافة تقارب $\sqrt{Dt}$ خلال زمن t يتخطى الزمن الوسطي للطيران الحرτ_e، وبالتالي نحصل على طول الانتشار الحراري $L_T = \sqrt{D\tau_T} = \sqrt{D\hbar/(k_B T)}$ خلال المجال الزمني τ_T.. وسنفقد ارتباط الإلكترون من أجل مسافات تتجاوز L_T.

في الواقع، توجد في وقت واحد آثار اختلاف الصفحة التي تسببها الصدمات اللينة والامتداد الحراري للصفحات. يجب تحديد السلم الفضائي المرتبط بفقد ارتباط الميكانيك الكمومي بأقصر الطولين:

$$l_\Phi \cong \min(L_E, L_T) \tag{7.6}$$

يتحدد نقل الإلكترونات بتابع الموجة، أي بتراكب موجات الإلكترون المبعثرة. يمكن أن نستنتج بناءً على الاعتبارات السابقة أن طول الارتباط l_Φ يعرف الحد الذي يكون تحته للإلكترون سلوكاً كمومياً. إن الأدوات ذات الأبعاد الهندسية القريبة من طول الارتباط لا يمكن توصيفها بعوامل مادية جهرية كالناقلية، والسرعة الوسطى و.... الخ. ندعو هذه النظم بالنظم الميزوسكوبية. وهكذا فإن النظرية المناسبة لوصف الأدوات الميزوسكوبية هي نظرية كمومية. تحدد خواص هذه النظم الميزوسكوبية بظواهر شبيهة بالموجة وهي بالتالي ترتبط بهندسة العيّنة وتماساتها ومواضع البعثرات... الخ. يمكن توصيف الأداة في إطار الفيزياء التقليدية في الحالات التي تكون فيها مسافة النقل Lz طويلة مقارنة بـــ l_Φ.

الأنماط الكمومية والتقليدية لنقل الإلكترونات

دعنا نقارن الدراسة السابقة للأطوال الأساسية بالأبعاد المميزة للأداة بغية إيضاح وشرح أنماط نقل الإلكترونات الممكنة. وللتبسيط نفرض أن النقل يحدث على طول بعد واحد، وليكن الاتجاه x.

إن التيار الكلي في كلٍّ من الاتجاهين الآخرين يساوي الصفر، ولكن هذه الأبعاد العرضية للأداة يمكن أن تكون هامة أيضاً.

نمط النقل الكمومي والميزوسكوبي

يمكننا أن نعرف نمطين غير تقليديين للنقل. إذا تجاوز طول موجة دوبروغلي طول الأداة L_x

$$\lambda \geq L_x, \tag{8.6}$$

وكذلك $l_e >> \lambda$ ، يوصف نقل الإلكترون بنمط نقل القذاف الكمومي، وإذا تجاوز طول الارتباط l_Φ (ويدعى أيضاً طول اختلاف الصفحة)

$$l_\phi > L_x, \lambda, \tag{9.6}$$

فيوصف نقل الإلكترون بأنه نمط النقل الميزوسكوبي.

نمط النقل التقليدي

إذا تجاوز البعد L_x طول اختلاف الصفحة:

$$L_x > l_\phi, \tag{10.6}$$

فيوصف نقل الإلكترون بأنه نمط النقل التقليدي. وإذا كان البعد Lx أقل من متوسط المسار الحر:

$$l_e > L_x, \tag{11.6}$$

فإن نقل الإلكترون يوصف بأنه نمط نقل القذائف التقليدي، الذي يعني أن الإلكترون يمكنه أن يتحرك عبر الأداة على طول المسارات التقليدية بدون اصطدامات.

إذا كان البعد L_x أكبر من متوسط المسار الحر:

$$L_x >> l_e, \tag{12.6}$$

فإن نقل الإلكترون ذو طبيعة انتشارية. عندما $L_x \approx l_E >> l_e$، لا تفقد الإلكترونات طاقتها أثناء الحركة عبر الأداة. يدعى هذا النقل بالنقل الشبيه بالقذائف. تحافظ الإلكترونات على طاقتها في نمط النقل الشبيه بالقذائف في غياب حقل كهربائي. بضم المتراجحات المذكورة آنفاً بالمتراجحات (2.6) – (4.6) يمكن أن نرى أن هنالك ثلاثة أنماط نقل تقليدية للإلكترونات الأحادية والثنائية والثلاثية الأبعاد.

إذا كان كلا البعدين العرضيين L_y و L_z أكبر من طول موجة دوبروغلي، وأنهما يقارنان بأحد الأطوال المميزة التقليدية، فإن نمط النقل يتميز بآثار الأبعاد العرضية التقليدية وفي هذه الحالة، تؤثر التصادمات مع حدود الأداة في نقل الإلكترونات عبر الأداة. وعلى سبيل المثال، إذا كان أحد أو كلا البعدين العرضيين من رتبة متوسط المسار الحر.

$$L_z, L_y \approx l_e,$$

فإن مقاومة الأداة تعتمد على خواص الحدود الجانبية. تزيد خشونة الحدود المقاومة وتتحكم بها بالكامل إذا كان: $L_z, L_y << l_e$.

إذا أصبح البعدان العرضيان مقارنين بأحد أطوال الانتشار، فإننا نتعامل مع نوع آخر من آثار البعد التقليدية، وتحديداً آثار الأبعاد التقليدية الانتشارية.

إذا كان L_y أو L_z من رتبة طول استرخاء الطاقة L_E ، على سبيل المثال، فإن حدود الأداة تعطي قناة استرخاء طاقة إضافية. يتحكم أثر البعد الانتشاري هذا بالطاقة الوسطى لإلكترونات عدم التوازن. يبين الجدول 1.6 أنماط النقل الممكنة.

الجدول 1.6 : تصنيف أنماط النقل

النمط الكمومي	تقارن المسافة بين الوصلات L_x بطول موجة الإلكترون $L_x \leq \lambda$
النمط الميزوسكوبي	المسافة بين الوصلات أقل من طول اختلاف الصفحة $L_x \leq L_\Phi$
النمط التقليدي (نقل الإلكترونات الأحادي والثنائي والثلاثي الأبعاد)	تتجاوز المسافة بين الوصلات طول اختلاف الصفحة $L_x > L_\phi$: نمط القذائف التقليدي نمط شبيه بالقذائف (يحفظ الطاقة): $L_E \geq L_X \geq l_e, l_\phi$ آثار الأبعاد العرضية: الأثر المتعلق بمتوسط المسار الحر $L_z, L_y \approx l_e$ آثار الانتشار $L_z, L_y \approx L_E$

سلالم الزمن والأنماط الزمنية (التردد)

تحدد سلالم الزمن التي تميز ظواهر النقل الخواص الزمنية والترددية للمواد والأدوات.

هنالك زمنان أساسيان يعرفان شخصية سلوك نقل الإلكترون:

الزمن بين حادثتي تبعثر متعاقبتين، أو زمن الطيران الحر (التبعثر) τ_e؛ والزمن الذي يحدد مدة حاثة التبعثر τ_s. ويكون $\tau_e >> \tau_s$ في الشروط العادية.

في الحقيقة، نفرض عادة أن حادثة التبعثر لحظية، أي $\tau_e \to 0$. في هذه الحالة يمكن تطبيق النظرية التقليدية أو الكمومية لوصف سلوك الإلكترون اعتماداً على قياسات الطول.

إذا كان τ_e يقارن بـــ τ_s أو أصغر منه الأمر الذي يحدث تحت تبعثر شديد القوة لإلكترونات عدم التوازن. يلزم استخدام الوصف الكمومي لسلوك الإلكترون بغضّ النظر عن حجم النظام.

في أنماط النقل التقليدية، تكون الأزمنة المميزة وعلاقتها بأبعاد الأداة ذات أهمية بالغة.

فهي تحدد الأنماط الزمنية والترددية لعمل الأداة: فمثلاً، يحدد زمن العبور $t_{tr} = L_x / v$ مدة انتشار الإشارة عبر الأداة. هنا تمثل v سرعة الإلكترون. وعليه يعرف t_{tr} حد السرعة القصوى للأداة: لا تستطيع الأداة العمل بزمن أقل من t_{tr} أو بتردد أكبر من $1/t_{tr}$. وهذا ما يفسر أحد أهم مناحي الإلكترونيات الحديثة: تصغير أبعاد الأدوات.

تحدد الأزمنة المتعلقة بالأبعاد العرضية $t_b = L_{z,y} / v$ (قرب أنماط القذائف) أو $t_D = L_{z,y}^2 / D$ (من أجل آثار الأبعاد الانتشارية) خواص نقل الإلكترون عند ترددات من رتبة t_b^{-1} أو t_D^{-1}.

وكما سبق ورأينا في الفصل الثالث، إذا كانت الكمونات الخارجية مستقلة عن

الزمن في الميكانيك الكمومي، تكون الإلكترونات في حالات مستقرة. في هذه الحالة، وعلى الرغم من احتمال اعتماد معقد لتابع الموجة على الموضع، يتحدد التطور الزمني لحالة مستقرة بمعامل أساسي $\exp\left[-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t\right]$.

إذا طبقنا حقلاً متقارباً خارجياً بتردد زاوي ω على نظام إلكترونات مستقرة، يمكن أن تعود الاستجابة لنظام الإلكترونات إلى حد الأنماط المختلفة التالية تبعاً لتردد الحقل الخارجي.

الترددات العالية جداً (الكمومية)

إذا كانت $\hbar\omega$ تقارن بحالة الإلكترونات المستقرة المميزة E فإن طبيعة استجابة الإلكترون ستكون وفق الميكانيك الكمي بشكل رئيسي، ويسمح فقط بالانتقالات بين الحالات ذات فرق الطاقة $\Delta E = \hbar\omega$. إذا كانت E مكممة فإن التأثير المتبادل يكون ممكناً فقط عند ترددات التجاوب. بتغيير حجم الأداة يمكن أن نغير من طيف الطاقة، وبالتالي يمكن تغيير الخواص الترددية على نطاق واسع. تقود الأزمنة الحركية τ_E وτ_e ...الخ إلى توسيع هذه التجاوبات. إذا تجاوز هذا التوسيع فواصل الطاقة بين المستويات المكممة يتغير السلوك الكمومي المتقطع إلى سلوك شبه مستمر يذكر بالميكانيك التقليدي.

وتكون استجابة الإلكترون تجاه حقل متناوب تقليدياً عندما $\hbar\omega << E$ (أي يمكن إهمال انتقالات التكميم) في الحالة التقليدية يسبب الحقل الخارجي المتناوب تسارعاً للإلكترون وتباطؤاً بشكل دوري. وتقطع البعثرة هذه التسارعات والتباطؤات. ويمكننا التمييز بين نمطين من سلوك الإلكترون تبعاً لعدد حوادث التبعثر خلال دور واحد.

الترددات العالية (التقليدية)

إذا كانت $\omega\tau_e >> 1$ فإن حركة الإلكترونات خلال دور واحد لا تتأثر بالتبعثر. وبالتوافق مع الميكانيك التقليدي يهتز عزم الإلكترون (كمية حركته) بطور يعاكس طور الحقل.

الترددات المنخفضة

عندما يكون $\omega\tau_e << 1$ يتعرض الإلكترون للعديد من حوادث التبعثر خلال دور واحد للحقل الخارجي.

يحمل التبعثر المتعدد خلال الدور الإلكترون إلى حالة شبه مستقرة تتبع اهتزازات الحقل الخاجي. بعبارة أخرى، يهتز عزم الإلكترون على تناغم مع طور الحقل.

نستنتج ختاماً أنه بحسب أبعاد الأداة والحرارة وشروط أخرى هنالك عدد من أنماط النقل. كل من هذه الأنماط يبدي خواصَّ شاذة، ويتطلب وصفاً فيزيائياً يناسب الشروط الموافقة.

3.6 إحصاء الإلكترونات في الأجسام الصلبة والبنى النانوية

نحتاج من أجل تحليل إضافي للبنى النانوية إلى مراجعة قصيرة للخواص الأساسية للنظم المتعددة الإلكترونات.

في الحقيقة، تتألف أي مادة نصف ناقلة من عدد كبير من الإلكترونات. أي إنها نظام متعدد الإلكترونات.

إن السؤال الأساسي من أجل هذا النظام، هو كيف تتوزع الجسيمات على حالات الطاقة المختلفة التي تميز هذه الجسيمات. على سبيل المثال، إذا كانت الجسيمات تتحرك بحرية فإننا نهتم بتوزيعها على السرعات؛ إذا كانت حركة الجسيمات مكممة فيلزم توزيعها على مستويات الطاقة، وهكذا دواليك. يمكننا عبر معرفة التوزع أن نجد كل المميزات الوسطية للنظم المتعددة الجسيمات.

إن القواعد والمبادئ التي تشغل وفقها الجسيمات حالات الطاقة في النظم المتعددة الجسيمات تشكل ما يسمى بالإحصاء الفيزيائي. نستعمل تابعاً لتوزع الجسيمات لوصف إشغال الحالات بالجسيمات في الإحصاء الفيزيائي.

يحدد التوزع على مستويات الطاقة في الاستقرار خواص النظام المتعدد الجسيمات بالكامل. يعبّر تابع التوزع عن احتمال وجود جسيمات بطاقة معطاة E. لتكن E_l مستوى طاقة الجسيمات في نظام متعدد الجسيمات، يمثل الدليل الأعداد/مستويات

الطاقة، عندها يمكن النظر إلى تابع التوزع كتابع للطاقة $F(E_l)$. وللتوضيح، لدينا:

$$\sum_l F(E_l) = N, \qquad (13.6)$$

حيث N هو عدد الجسيمات الكلي. يبدو أن المبادئ الإحصائية مختلفة بين الفيزياء التقليدية والكمومية. فتستحضر الفيزياء الكمومية مزايا إحصائية كانت غائبة في الوصف التقليدي. ترتبط هذه المزايا بالحقيقة التي تقول إن الجسيمات الأولية بما فيها الإلكترونات، متماثلة، ومن المستحيل أن نحدد إحداثياتها ونتابع إلكتروناً محدداً. أضف إلى ذلك يلعب اللف وهو مميز عطالي للجسيم، دوراً هاماً في الفيزياء المتعددة الجسيمات. على الرغم من غياب تعريف اللف في الفيزياء التقليدية، سنبدأ بمراجعة سريعة للإحصاء التقليدي.

الإحصاء التقليدي

يمتلك تابع التوزع شكلاً أسيّاً في الفيزياء التقليدية وتحت شروط الاستقرار. وهذا ما يسمى توزع بولتزمان

$$F_B(E) = Ce^{-E/(k_B T)}, \qquad (14.6)$$

حيث يمثل C وT ثابت التنظيم ودرجة حرارة الغرفة على التوالي. يمكن إيجاد ثابت التنظيم من المعادلة (13.6) وبشكل عام لا يحد الإحصاء في الفيزياء التقليدية عدد الجسيمات التي تشغل سوية الطاقة E.

وكمثال على تطبيق توزع بولتزمان، لندرس توزع الجسيمات الحرة كتلتها m على السرعات. نفرض أولاً أن النظام المدروس منتظم، أي إنه لا توجد قوى خارجية؛ عندها تتطبق طاقة هذه الجسيمات مع الطاقة الحركية: $E = E_{kin} = mv^2/2$ ، حيث v هي سرعة الجسيم. ولدينا، من أجل الجسيمات ثلاثية الأبعاد $v = \{v_x, v_y, v_z\}$ وكل من مركبات السرعة يمكن أن تتغير في المجال $[-\infty, +\infty]$. بإعادة كتابة المعادلة (14.6) يمكننا تقديم تابع التوزع وفق العلاقة:

$$F_v(v) = C_v e^{-mv^2/(2k_B T)}, \qquad (15.6)$$

وبما أن للسرعة قيماً مستمرة، فإن معنى التوزع F_v هو التالي: إذا عرفنا حجماً

بالغ الصغر $d^3v=\{dv_x,dv_y,dv_z\}$ حول سرعة معطاة v في فضاء السرعة، عندها يكون عدد الجسيمات ذات سرعة داخل هذا الحجم هو $F_v(v)d^3v$.

وهذا يعني أن F_V هي في الواقع كثافة التوزع على السرعة. ولإيجاد ثابت التنظيم، يمكننا مكاملة F_V على كل السرعات الممكنة v، ونحصل عندها على العدد الكلي للجسيمات N. وبالنتيجة، يمكن كتابة تابع التوزع على الشكل:

$$F_v=N\left(\frac{m}{2\pi k_BT}\right)^{3/2}e^{-mv^2/(2k_BT)}=N\left(\frac{m}{2\pi k_BT}\right)^{3/2}e^{-m(v_x^2+v_y^2+v_z^2)/(2k_BT)} \quad (16.6)$$

وهذا ما يسمى توزع ماكسويل Maxwellian distribution للجسيمات. يمكننا باستخدام توزع ماكسويل حساب المميزات الوسطى لغاز مثالي، فمثلاً تكون الطاقة الوسطى للجسيم:

$$\overline{E}=\frac{1}{N}\int d^3v\,\frac{mv^2}{2}F_v(v)=\frac{3}{2}k_BT, \quad (17.6)$$

ويبلغ متوسط السرعة عند الاستقرار $\overline{v}=0$ الخ..

إحصاء فيرمي للإلكترونات

نعود الآن إلى الحالة الأعم للإحصاء الكمومي. كما أكدنا في بداية الفقرة، يلعب اللف دوراً محورياً في الإحصاء الكمومي.

سبق وقدمنا تعريف اللف في الفقرة 4.3 كدرجة حرية إضافية "داخلية" بالرغم من أن بإمكاننا مقارنة اللف بالدوران التقليدي، فإن اللف هو كمية صرفة في الميكانيك الكمومي، وهو يختلف بشكل ملموس عن نظيره التقليدي.

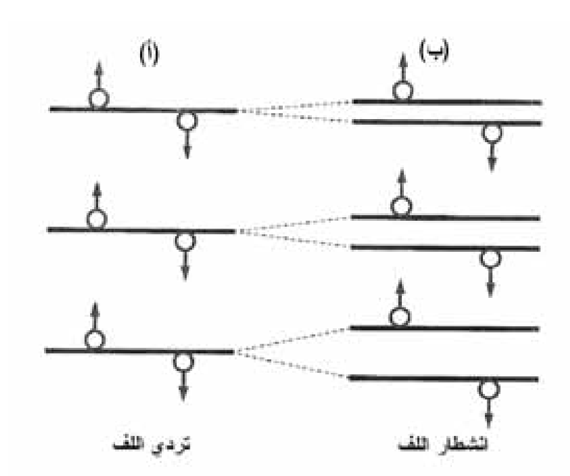
إن المميز الكمي الأساسي للف هو كمية عديمة الواحدة تدعى عدد اللف s. ولقد أثبت عملياً أن للإلكترون عدد لف يساوي ½. إذا ثبتنا محوراً في الفضاء يكون مسقط لف الإلكترون على هذا المحور إما +½ أو – ½ .

يتطلب الوصف الكامل لحالة الإلكترون مجموعة من الأعداد الكمومية: ثلاثة منها توافق حركة الجسيم في الفضاء لنقل $l=\{l_1,l_2,l_3\}$ والرابع يوافق اللف s. وبالنظر إلى

التصنيف الذي عرضناه في الفقرة 4.3 توافق هذه الحالة تردياً ثنائي الطية من أجل كل سوية طاقة.

وليس اللف مهماً في كثير من الحالات ، لتغيير طيف الطاقة أو الاعتماد المكاني لتوابع الموجة الخ.. هناك نتيجة هامة لكون عدد اللف للإلكترون نصف صحيح. في الحقيقة تتبع الجسيمات ذات أعداد اللف نصف الصحيحة مبدأ استثناء باولي، الذي قدمناه في الفقرة 4.3 وهو كما يلي: يمكن شغل أي حالة كمومية {L,s} بجسيم واحد فقط. بعبارة أخرى لا يمكن أن يكون إلكترونان في نفس الحالة الكمومية. أي إن إلكترونين يمكن أن يكونا في نفس حالة الطاقة إذا كان عددا اللف الكموميان مختلفين (وهو ما يدعى بحالة التردي). إذا كان أحد عددي اللف الكمومي يساوي + ½ يجب أن يكون الآخر − ½ . يزول التردي عندما يكون هنالك تأثير متبادل بين لف الإلكترون وحركته الانسحابية وهو ما يدعي بالتأثير المتبادل لف – مدار.

وفي هذه الحالة يؤثر لف الإلكترون الخواص الفراغية (المكانية) للإلكترون، وتمتلك الإلكترونات ذات اللف + ½ و − ½ طاقات مختلفة. يوضح الشكل 3.6 توزعاً ممكناً للإلكترونات على سويات الطاقة من أجل حالتين: سويات طاقة متردية ولا متردية.



الشكل 3.6: إشغال الإلكترونات لسويات الطاقة: (أ) سويات لف متردية و(ب) سويات لف غير متردية (لف مشطور)

من الواضح أن مبدأ استثناء باولي يقود الى إحصاء جديد غير تقليدي

للإلكترونات. يدعى هذا الإحصاء إحصاء فيرمي. ويكون إشغال سويات الطاقة في الاستقرار موصوفاً بتابع توزع فيرمي (Fermi distribution function):

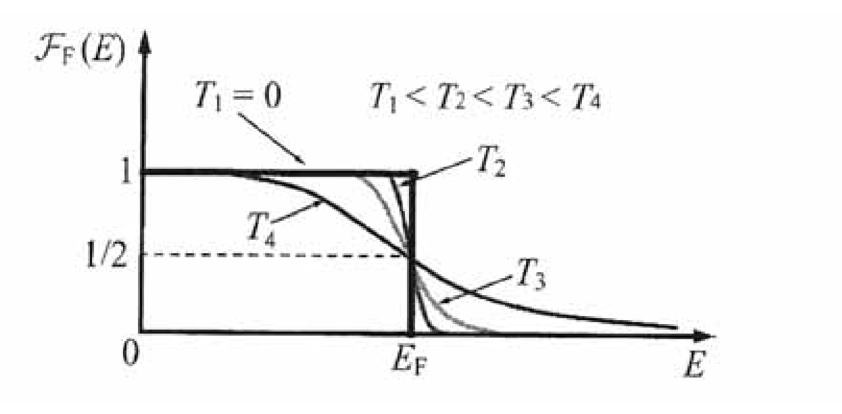
$$F_F(E_{l,s}) = \frac{1}{1+e^{(E_{l,s}-E_F)/(k_B T)}}, \qquad (18.6)$$

حيث تمثل T درجة حرارة النظام و $E_{l,s}$ طاقة الحالة الكمومية المميزة بالعددين الكمومين l و s و E_F هي طاقة فيرمي (Fermi level) أو سوية فيرمي. يظهر الشكل 4.6 تغير تابع فيرمي $F_F(E_{l,s})$ بالنسبة إلى الحرارة.

استخدمنا معاملات الحرارة $T_4>T_3>T_2>T_1$ و $T_1=0$. من المهم ملاحظة أن طاقة فيرمي يمكن ربطها بعدد الإلكترونات الكلي عبر شريط التنظيم (المعادلة (13.6))، آخذين بعين الاعتبار مجموع اللف، نحصل على:

$$\sum_{l,s} F_F(E_{l,s}) = N, \qquad (19.6)$$

وهو ما يعطي $E_F = E_F(N,T)$.



الشكل 4.6: كيفية تغير تابع توزع فيرمي مع درجة حرارة البلور

من المعادلة (18.6) يمكننا أن نرى أنه بالتوافق مع مبدأ باولي يكون إشغال أي حالة طاقة {l,s} معرفة بالمعادلة (18.6) أصغر أو يساوي 1 دائماً. إن الحد الثاني في مخرج المعادلة (18.6) أكبر بكثير من 1 في درجات الحرارة العالية، وبالتالي يقترب توزع فيرمي من توزع بولتزمان:

$$F_F(E) \approx e^{(E_F - E)/(k_B T)}. \qquad (20.6)$$

إن المعادلتين (20.6) و (14.6) متماثلتان عندما يساوي ثابت التنظيم C القيمة:

$$C = \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right). \qquad (21.6)$$

ويظهر الشكل (4.6) المنحني الموافق عند T=T4 عند حدود درجات الحرارة المنخفضة $T \to 0$ يتحول التابع F_F إلى تابع الدرجة:

$$F_F(E) = \begin{cases} 1, & E_F > E, \\ 0, & E_F < E, \end{cases} \qquad (22.6)$$

أي إن $F_F(E) = 1$ في سويات الطاقة تحت طاقة فيرمي E_f إذ إن كل السويات التي طاقتها $E>E_F$ مشغولة، ومن أجل الطاقات فوق E_F إذ إن هذه السويات فارغة.عند هذا الحد يدعى نظام الإلكترون غالباً بغاز الإلكترونات الشديد التردي.

يمكننا الآن أن نطبق إحصاء فيرمي على الإلكترونات في حزمة النقل. ليكن n تركيز الإلكترونات في حزمة النقل ببعثرة الطاقة E(k). نقبل أن طيف الطاقة مستقل عن اللف. وعليه تكون مجموعة الأعداد الكمومية L متطابقة مع مجموعة أشعة موجة الإلكترون **k**. وبحسب توزع فيرمي، يكون احتمال وجود إلكترون ذي شعاع موجة **k** معطى بالعلاقة:

$$F_F(E(k)) = 2\frac{1}{1 + e^{(E(k) - E_F)/(k_B T)}}, \qquad (23.6)$$

حيث يأتي المعامل 2 من تردي اللف. ترتبط طاقة فيرمي E_F مع كثافة الإلكترون n بحسب العلاقة:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{2}{V}\sum_k \frac{1}{e^{(E(k) - E_F)/(k_B T)}}, \qquad (24.6)$$

حيث يمثل V حجم البلور. يمكن تحويل المجموع في العلاقة السابقة إلى تكامل. في

الحقيقة، بحسب التحليل المعطى في الفقرة 4.4 والمعادلة (10.4)، يأخذ شعاع موجة الإلكترون القيم التالية:

$$k_z l_z = 2\pi l_3, \quad k_y l_y = 2\pi l_2, \quad k_x l_x = 2\pi l_1,$$

حيث l_1, l_2, l_3 أعداد صحيحة. وقد استخدمنا هنا أبعاد البلور l_z, l_y, l_x (ترتبط أبعاد البلور بأشعة القاعدة للشبكة ai وعدد الخلايا الأولية Ni بحيث Ln=anNn... الخ.) وعليه فإن المجموع على قيم k يكافئ المجموع على قيم k يكافئ المجموع على l_1^0.

يمكن حساب المجموع الأخير عبر التكامل: $\sum_{l_1,l_2,l_3}(...) \approx \int\int\int dl_1 dl_2 dl_3 (...)$، وبما أن التوزع يعتمد على E(k)، من المناسب أن نعبر عن التكامل الأخير بدلالة المكاملة على k. يمكن أن نستخدم العلاقات:

$$\Delta l_1 = \frac{L_x}{2\pi}\Delta k_x, \quad \Delta l_2 = \frac{L_y}{2\pi}\Delta k_y, \quad \Delta l_3 = \frac{L_z}{2\pi}\Delta k_z,$$

بما أن $L_n \times L_y \times L_z = V$ يمكننا أن نكتب:

$$\sum_k (...) = \frac{V}{(2\pi)^3}\int\int\int dk_x dk_y dk_z (...). \qquad (25.6)$$

إن عملية استبدال الجمع على قيم متقطعة k بمكاملة على قيم مستمرة k مفيدة من أجل حساب الكميات المتوسطة. دعونا مثلاً نحسب طاقة فيرمي E_F لنظام إلكترون بدرجات حرارة منخفضة $(T \to 0)$.

نفرض أن طيف الطاقة للإلكترونات لامتناحٍ، أي إنه يتعلق فقط بالمطال |k|=k:

$E(k) = E(k) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$ حيث *m يمثل الكتلة الفعالة للإلكترون، ولتكن m كثافة الإلكترونات.

سوف تشكل الإلكترونات بحسب إحصاء فيرمي جميع حالات الطاقة تحت طاقة فيرمي. بما أن E(k) تابع متزايد لــrk فإنه من أجل $T \to 0$ تكون كل الحالات حيث $k \le k_F$ مشغولة، حيث kF يدعى kF شعاع سوية فيرمي المعرف بـــ $E(k_F) = E_F$.

عندما نحسب الكثافة بحسب المعادلة (24.6) يلزم أن نحسب المجموع (المكاملة) على

كل الحالات المشغولة، أي $k \le k_F$. ولدينا من أجل هذه القيم لـــ k $E_F = 1$ وينتج من ذلك أن:

$$m = \frac{2}{V} \sum_{k \le k_F} 1 = \frac{2}{V} \times \frac{V}{(2\pi)^3}$$

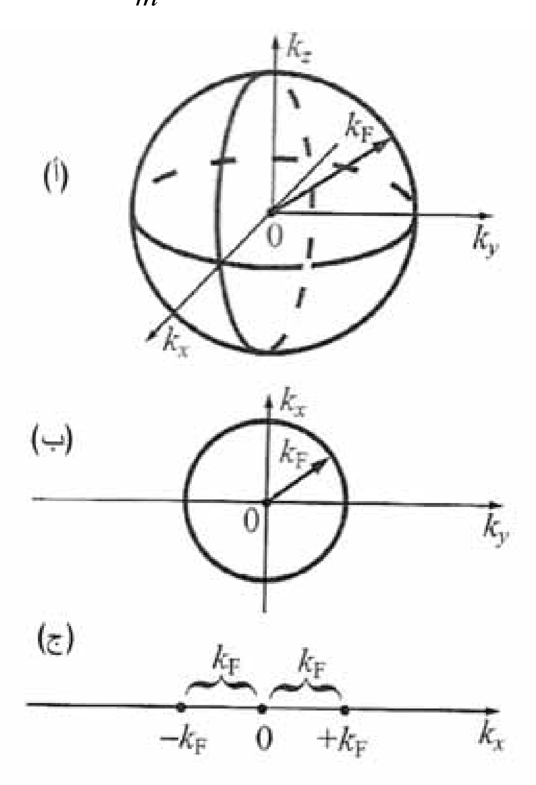
يعطى حساب التكامل حجم كرة نصف قطرها kF أي $\frac{4\pi k_F}{3}$. نحصل حينئذ على علاقة بين شعاع موجة فيرمي وتركيز الإلكترونات n: $k_F = (3\pi^2 m)^{113}$ وتكون طاقة فيرمي للإلكترونيات المنحلة في بلور خام معطاة بالمعادلة:

$$E_F = (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2 m^{2/3}}{2m^*} \quad \text{عندما} \quad T \to 0 \qquad (26.6)$$

يتزايد E_F في هذه الحالة كقوة $\frac{2}{3}$ لكثافة الإلكترونات m. وبما أن تابع فيرمي يحتوي على معامل أسي، وتوافق حد الحرارة المنخفضة الشرط $E_F >> k_B T$. ويبقى غاز الإلكترونات منحلاً في المعادل وأنصاف النواقل الشديد الإشابة، وذلك حتى درجة حرارة الغرفة. على سبيل المثال، في حالة بلور GaAs حيث تبلغ كتلة الإلكترون الفعالة $M^* = 0.067 m_0$، حيث تمثل m_0 كتلة إلكترون حر، نجد من أجل تركيز $m = 10^{17} cm^{-3}$ أن $k_F = 1.43 \ 10^6 cm^{-1}$ وكذلك $E_F = 11.6 meV$. توافق هذه الطاقة درجة حرارة 135K. وعليه فمن أجل درجات الحرارة $T < 135K$ يمكن اعتبار غاز الإلكترونات بتركيز $n = 10^{17} cm^{-3}$ في GaAs منحلاً، ومن الممكن استخدام التقديرات السابقة لطاقة فيرمي E_F وشعاع موجة فيرمي K_F.

إن غاز الإلكترونات المنحل نظام فيزيائي مثير ومهم جداً. تبسط هذه الحالة الحدية فهم عدد من الظواهر المعقدة بطريقة سهلة. في الحقيقة كما أكدنا سابقاً، تكون كل الحالات تحت K_F مشغولة في غاز إلكترونات منحل. دعنا نتخيل تطبيق تغيير صغير خارجي على نظام متعدد الإلكترونات. سيسبب التغير أولاً إعادة توزيع للإلكترونات بين حالات الطاقة. إلا أن جميع الحالات تحت مستوى فيرمي ممتلئة تماماً، ولا يمكن إعادة توزيعها. بدلاً من ذلك فإن إلكترونات مستوى فيرمي فقط يمكن أن تتأثر بالتغير. وعليه فإن نسبة صغيرة فقط من الإلكترونات تسهم في استجابة بلور للتغير. يمكننا القول إن هذه

الإلكترونات الفعالة على ما يسمى بسطح فيرمي في فضاء K وحجم سطح فيرمي يحدد الخواص الأساسية لغاز الإلكترونيات المنحل. ويكون سطح فيرمي للبلورات الشبيهة بالخام ذات طيف طاقة بسيط كالمذكور أعلاه، عبارة عن كرة نصف قطرها k_F. يمثل الشكل 5.6 أ سطح فيرمي لغاز إلكترونات ثلاثي الأبعاد. باستخدام المعادلة (4.2) يمكن بسهولة إثبات أن سرعة إلكترون على سطح فيرمي $\upsilon_F = \frac{\hbar k_F}{m^*}$.



الشكل 5.6: سطوح فيرمي من أجل غاز إلكتروني (أ) ثلاثي الأبعاد و(ب) ثنائي الأبعاد و(ج) أحادي البعد

يمكننا أن ندرس أنظمة الإلكترونات المنخفضة الأبعاد بشكل مشابه. يمكننا أن نصنع آباراً كمونية باستخدام البنى الهجينة، كما سبق وناقشنا في الفقرة 5.4 بحيث تحبس الإلكترونات من حزمة النقل في طبقات ضيقة لدرجة أن حركة الإلكترونات عبر الطبقات تصبح مكممة. ينتج من هذا طاقات إلكترونات على شكل حزم ثانوية منخفضة الأبعاد تحددها العلاقة (49.3) من أجل ما يدعى بالآبار الكمومية:

$$E_{l3}(k_{\parallel}) = \varepsilon_{l3} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*}, \qquad (27.6)$$

حيث يحدد ℓ_3 $(\ell_3=1,2,....)$ و $k_{\parallel}$، شعاعا الموجة الثنائيا البعد، حركة الإلكترون في مستوي الطبقة. يمكن أن نستخدم توزع فيرمي في الصيغة (18.6) لحساب تركيز الإلكترونات الثنائي البعد (تركيز الصفحة للإلكترونات)n_{2D} :

$$n_{2D} = n \times d = \frac{2}{S}\sum_{l_3,k_{\parallel}} \frac{1}{1+e^{\left(E_{l3}(k_{\parallel})-E_F\right)/k_BT)}}, \qquad (28.6)$$

حيث يمثل تركيز الصفحة للإلكترونات n_{2D} عدد الإلكترونات في واحدة السطوح، و d السماكة و S المساحة للطبقة الحبيسة، ولدينا للتوضيح $V=d\times S$. في الواقع، وكما وجدنا من أجل البلور الخام تحدد المعادلة (28.6) العلاقة بين تركيز الصفحة n_{2D} وطاقة فيرمي E_F.

يمكن حساب تركيز الصفحة للإلكترونات عند حد غاز الإلكترونات المنح؛ حينئذ نحتفظ فقط بالحد الموافق $\ell_3=1$ في المجموع على قيم ℓ_3 في العلاقة (28.6):

$$n_{2D} = \frac{2}{S}\sum_{k_{\parallel}} \frac{1}{1+e^{\left(E_1(k_{\parallel})-E_F\right)/k_BT)}}. \qquad (29.6)$$

يمكن تبسيط الحد الأيمن من هذه المعادلة باستبدال المجموع بتكامل شبيه بالمعادلة (25.6)

$$\sum_{k_{\parallel}}(...) = \frac{S}{(2\pi)^2}\int\int dk_x\, dk_y(...), \qquad (30.6)$$

حيث k_n و k_y مركبتا الشعاع الثنائي البعد $k_{\parallel}$. يمكن حساب تركيز الصفحة n_{2D} عندما $T\rightarrow 0$ بتعريف شعاع موجة فيرمي ثنائي البعد $k_{\parallel,F}$ عبر العلاقة:

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_{\parallel,F}^2}{2m^*}. \qquad (31.6)$$

إن سطح فيرمي من أجل الحوامل الثنائية البعد قرص نصف قطره $k_{\parallel,F}$ في

الفضاء $k_{||}$ كما يبدو في الشكل 5.6 (ب). بحساب التكامل للمعادلة 30.6 على القرص نجد:

$$k_{\|,F} = \left(2\pi n_{2D}\right)^{1/2} \quad and \quad E_F = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} n_{2D}, \quad at \quad T \to 0. \tag{32.6}$$

تزداد طاقة فيرمي E_F كما يبدو خطياً مع تركيز الصفحة n_{2D} .

يعطى طيف الطاقة من أجل بنية نانوية حيث تتحدد حركة الإلكترونات في اتجاهين فقط (حالة سلك كمومي) بالعلاقة (50.3):

$$E_{l2,l3}(k_x) = \varepsilon_{l2,l3} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}, \tag{33.6}$$

حيث فرضنا x الاتجاه الوحيد للحركة الحرة، بتطبيق إجرائية مشابهة للمستخدمة سابقاً، يمكننا أن نرى أنه من أجل درجات الحرارة المنخفضة يتقلص سطح فيرمي إلى نقطتين في الفضاء الأحادي البعد k:

$k_x = \pm k_F$ حيث $k_F = 1/2\pi n_{1D}$. يمثل n_{1D} هنا تركيز الإلكترونات الخطي الذي يمكن تعريفه بالعلاقة: $n_{1D} = \frac{N}{L}$ حيث يمثل N عدد الإلكترونات الإجمالي في السلك و L طوله.

يوضح الشكل 5.6 (أ)– (ج) سطح فيرمي من أجل الأبعاد المنخفضة. تعطى طاقة فيرمي للإلكترونات الأحادية البعد بالعلاقة:

$$E_F = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m^*} n_{1D}^2, \quad for \quad T \to 0. \tag{34.6}$$

نستنتج بمقارنة طاقات فيرمي للأبعاد المختلفة لغاز الإلكترونات أن تخفيض عدد الأبعاد للغاز يعطي تزايداً أسرع لــE_F عندما يزداد التركيز من أجل الأنظمة المنخفضة الأبعاد. يمثل إحصاء فيرمي أحد الأفكار الأساسية لفيزياء الجسم الصلب الحديثة وهو بالغ الأهمية في الإلكترونيات النانوية. يطبق إحصاء فيرمي على صعيد واسع في توصيف أدوات الإلكترونيات النانوية.

4.6 كثافة حالات الإلكترونات في البنى النانوية

سندرس كمية فيزيائية أخرى تميز إشغال الإلكترونات لمستويات الطاقة في البنى النانوية تعرف بكثافة الحالات وذلك بغية إكمال تحليل هذه الإشغالية. أما السبب فهو أننا نرى من النتائج التي حصلنا عليها في الفصول السابقة أن أطياف طاقة الإلكترون في البنى النانوية التي تحوي إلكترونات نقل، معقدة وتتألف من سلسة من حزم ثانوية. تتحدد المسافات بين الحزم الثانوية وفق شكل الكمون الحابس، في حين إن الطيف داخل كل حزمة ثانوية مستمر وأن هذه الأطياف المستمرة تتقاطع. يصلح أن نقدم تابعاً خاصاً يعرف باسم كثافة الحالات p(E) لتوصيف هذه الأطياف المعقدة، تعطي كثافة الحالات عدد الحالات الكمومية dN(E) في مجال صغير dE حول الطاقة E.

$$dN = \rho(E)dE \qquad (35.6)$$

إذا رمزنا لمجموعة الأعداد الكمومية الموافقة لحالة كمومية ما بـــ ν، يمكن تعريف الصيغة العامة لكثافة الحالات بالعلاقة:

$$\rho(E) = \sum_{\nu} \delta(E - E_{\nu}) \qquad (36.6)$$

حيث تمثل E_{ν} الطاقة الموافقة للحالة الكمومية . من المفيد هنا أن نذكر تابع (ديراك):

$$\delta(x) = \begin{cases} 0, & for \quad x \neq 0, \\ \infty, & for \quad x \to 0, \end{cases} \qquad (37.6)$$

وكذلك:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x)dx = 1. \qquad (38.6)$$

نستخدم تابع ديراك عندما نحسب تكاملاً ما، وذلك وفق القاعدة التالية:

$$\int_a^b dx\delta(x - \chi_0)\Phi(x) = \Phi(\chi_0), \quad if \quad a < \chi_0 < b, \qquad (39.6)$$

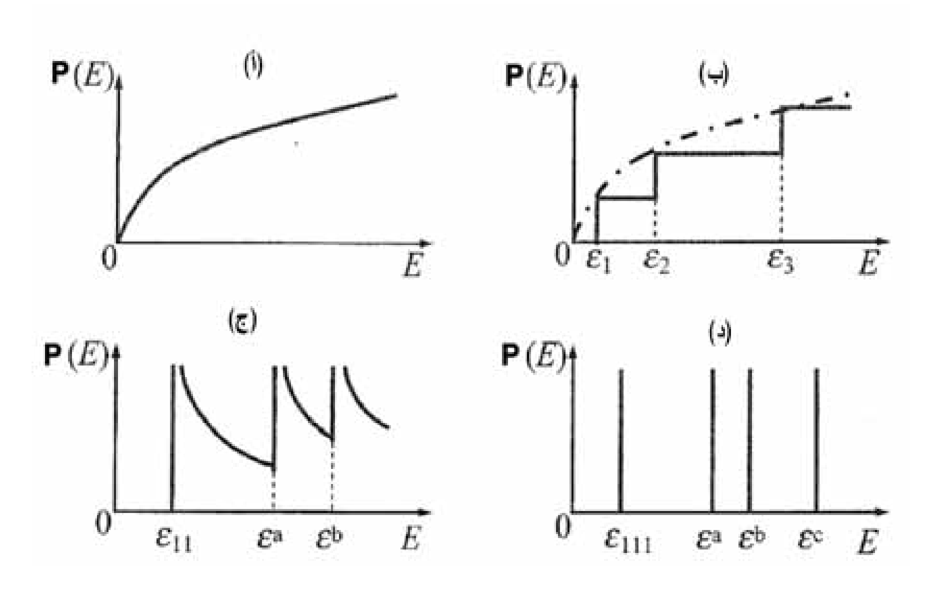
حيث Φ (n) تابع اختياري منتظم.

دعنا نحسب كثافة الحالات للإلكترونات في بلوزات رخام كمثال بسيط على حساب الكثافة باستخدام التعريف المذكور في العلاقة (36.6). إن مجموعة الأعداد الكمومية في هذه الحالة هي {k,s} كما رأينا سابقاً. نفرض أن الطاقة مستقلة عن اللف: $E(k)=\frac{\hbar^2k^2}{2m^*}$. باستبدال الجمع بتكامل كما في المعادلة (25.6) نحصل على:

$$\rho_{3D}(E)=\frac{2V}{(2\pi)^3}\int\int\int dk\,\delta\left(E-E(k)\right). \qquad (40.6)$$

ولأن E(k) تعتمد على باقي القسمة على K يمكن استخدام الاحداثيات الكروية. يعطي التكامل على زاويتين 4π، وبالتالي نختصر التكامل الثلاثي إلى تكامل مفرد:

$$\rho_{3D}(E)=\frac{2V}{(2\pi)^3}\times 4\pi\int_{-\infty}^{\infty}dk\;k^2\,\delta\left(E-E(k)\right). \qquad (41.6)$$



الشكل 6.6: كثافة الحالات للإلكترونات في أنظمة مختلفة الأبعاد: (أ) بلور خام، (ب) بئر كمومي، (ج) سلك كمومي، (د) نقطة كمومية.تمثل ε_1 و ε_{11} و ε_{111} حالات الأرض في بئر كمومي وسلك كمومي ونقطة كمومية على التوالي، وتمثل ε_{11} و ε_{111} الحالات الأعلى في بئر كمومي وكذلك تمثل ε^a و ε^b و ε^c الحالات الأعلى في سلك كمومي وفي نقطة كمومية

نستبدل التكامل بالنسبة إلى k بالتكامل بالنسبة إلى $E(k)=\varepsilon$ بالأخذ بعين الاعتبار أن $k^2=\left(2m^*/\hbar^2\right)\varepsilon$ وأن $dk=\sqrt{m^*/\left(2\hbar^2\varepsilon\right)}d\varepsilon$ نحصل على:

$$\rho_{3D}(E)=\frac{V}{2\pi^2}\left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{3/2}\int_0^\infty d\varepsilon\sqrt{\varepsilon}\,\delta(E-\varepsilon). \tag{42.6}$$

وباستخدام العلاقة (39.6) نحصل على:

$$\rho_{3D}(E)=\frac{m^{*3/2}}{\hbar^2}\;\frac{V}{\pi^2}\sqrt{2E}. \tag{43.6}$$

يمثل الشكل 6.6 (أ) كثافة الحالات الناتجة من أجل إلكترونات ثلاثية الأبعاد.

تتضمن مجموعة الأعداد الكمومية بالنسبة إلى الإلكترونات داخل بئر كمومي، التي يوافق طيف طاقتها المعادلة (27.6) عدد اللف الكمومي s، والعدد الكمومي ℓ_3 الذي يميز التكميم العرضي لحالات الإلكترون، وشعاع مستمر ثنائي البعد $k_{\|}$، وعليه فإن $\upsilon=\{s,l_3,k_{\|}\}$، . هنالك تردي ثنائي الطية للف من أجل كل حالة $(s=\pm 1/2)$ بحيث:

$$\rho_{2D}(E)=2\sum_{l_3,k_x,k_y}\delta\left(E-\varepsilon l_3-\frac{\hbar^2\left(k_x^2+k_y^2\right)}{2m^*}\right). \tag{44.6}$$

ولحساب المجموع على k_x وk_y، يمكننا تطبيق الاستبدال على المعادلة (30.6)، حيث يمثل S مساحة سطح البئر الكمومي $S=L_x\times L_y$ مع L_x و L_y بعد الحقل في اتجاه x وy على التوالي.

ويعطي حساب التكامل:

$$\rho_{2D}(E)=\frac{m^*S}{\pi\hbar^2}\sum_{l_3}\int_0^\infty d\varepsilon\,\delta\left(E-\varepsilon l_3-\varepsilon\right)=\frac{m^*S}{\pi\hbar^2}\sum_{l_3}\Theta\left(E-\varepsilon l_3\right), \tag{45.6}$$

حيث ترمز (x) إلى معادلة الدرجة لهيفي سايد Heaviside:

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & for \quad x > 0, \\ 0, & for \quad x < 0. \end{cases} \qquad (46.6)$$

غالباً ما نستخدم كثافة الحالات في واحدة السطوح ρ_{2D} / S لإزالة حجم العينة. يوافق كل حد من مجموع المعادلة (45.6) إلى مساهمة إحدى الحزم الجزئية. وتساوي مساهمات الحزم الجزئية، وتكون على شكل سلم توافق كل درجة إحدى حالات الطاقة ε_{l3}. إن ارتفاع الدرجة عام ويتوقف فقط على كتلة الإلكترون الفعالة. يظهر الشكل 6.6 (ب) كثافة الحالات الثنائية البعد. بمقارنة كثافة الحالات للإلكترونات في البلورات الخام في واحدة الحجوم بكثافة الحالات للآبار الكمومية في واحدة السطوح، يمكن أن نرى بأن الفروق بين الحالة الثنائية البعد والحالة الثلاثية الأبعاد تكون أوضح في مناطق الطاقة للحزم الجزئية الدنيا. ومن أجل قيام ℓ_3 كبيرة، يقع تابع الدرج قريباً من المنحني الخام $\rho_{3D}(E)$ وينطبق معه بشكل مقارب.

يمكننا بشكل مشابه أن نجد كثافة الحالات لغاز أحادي البعد يعطى طيف طاقته بالمعادلة (33.6).

وتكون نتيجة الحساب:

$$\rho_{1D}(E) = \sum_{l_2, l_3} \rho_{l_2, l_3}(E),$$

حيث:

$$\rho_{l_2, l_3}(E) = \frac{L}{\pi} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} \frac{1}{\sqrt{E - \varepsilon_{l_2, l_3}}} \Theta\left(E - \varepsilon_{l_2, l_3}\right)}. \qquad (47.6)$$

يمثل L هنا طول السلك. يظهر الشكل 6.6 (ج) $\rho_{1D}(E)$ من أجل الإلكترونات الأحادية البعد. إن الصفة المميزة كثافة الحالات الأحادية البعد هي تقاربها حول أسفل كل الحزم الجزئية الأحادية الأبعاد.

تتناقص كثافة الحالات بتزايد الطاقة الحركية. وهذا سلوك مثير للاهتمام لأنه يقود إلى صف كامل من آثار كهربائية وضوئية غريبة خاصة بالأسلاك النانوية.

ندرس الآن حالة كثافة من الحالات من أجل الإلكترونات الصفرية البعد أي إلكترونات النقاط الكمومية. بحسب تعريف المعادلة (36.6) تكون الأطياف متقطعة في حالة الصناديق أو النقاط الكمومية. وعليه تكون كثافة الحالات مجموعة من القمم على شكل S، كما يظهر الشكل 6.6 (د). من أجل نظام مثالي تكون القمم ضيقة للغاية وعالية جداً، كما يظهر الشكل 6.6 (د). إن التأثير المتبادل بين الإلكترونات والشوائب واصطداماتها مع اهتزازات الشبكة تؤدي إلى اتساع المستويات المتقطعة، وبنتيجة ذلك يكون للقمم التابعة للتحقيق فيزيائياً مطالات محدودة وعرض محدود. إلا أن الاتجاه الرئيسي المتمثل في ازدياد اعتماد الكثافة الطيفية بنتيجة تخفيض أبعاد النظام يمثل الأثر المهيمن للبنى شبه المثالية عند درجات الحرارة الدنيا. إن التغيرات الكبيرة في كثافة حالات الإلكترونات التي يسببها حجر البلورات فراغياً تظهر على شكل تغيرات في الناقلية وفي الخواص الضوئية .. الخ. في الحقيقة وكما سنرى لاحقاً، تعود هذه التغيرات في كثافة الحالات إلى ظواهر فيزيائية جديدة.

5.6 نقل الإلكترونات في البنى النانوية

كما ذكرنا في الفقرة 2.6، هنالك أنماط متمايزة لحركة الإلكترونات في البنى النانوية. سندرس في هذه الفقرة أمثلة معبرة عن نقل الإلكترونات المحرض بواسطة حقل كهربائي. نبدأ بأبسط نقل للإلكترونات التقليدي والانتشاري والمنخفض الحقل، الذي يتحقق من أجل المسافات الكبيرة بين التماسات وفق المعادلة (10.6) و(12.6). يمكن أن يحدث هذا النقل في العيّنات الخام والحقول الكمومية وبنى الأسلاك الكمومية.

النقل التقليدي الانتشاري

تكون الإلكترونات في حركة دائمة في الجسم الصلب. إلا أن هذه الحركة عشوائية بنتيجة التبعثر العشوائي الناتج من الشوائب واهتزازات الشبكة وخشونة السطح ... الخ. وعليه فلا يوجد اتجاه مفضل لحركة الإلكترونات. وبالتالي فإن ناتج تدفق الإلكترونات والتيار الكهربائي معدومان. إذا جرى تطبيق حقل كهربائي F على الجسم الصلب يتأثر كل إلكترون بقوة كهربائية $-eF$ (نفرض هنا أن شحنة الإلكترونات تساوي $-e$) بالرغم من أن الصفة العشوائية أو الفوضوية لحركة الإلكترون يمكن أن تبقى وأن انجراف الإلكترونات محرض بالقوة الكهربائية. يوضح الشكل 7.6 حركة الإلكترونات

العشوائية بدون أو مع تطبيق الحقل الكهربائي. ولوصف هذه الحركة، يمكننا استخدام معادلة نيوتن (8.2) من أجل السرعة المتوسطة للإلكترونات v. ولأخذ عمليات التبعثر بعين الاعتبار، التي تقود إلى النقص في المركبة الموجهة للسرعة نقدم حداً إضافياً يحوي قوة الاحتكاك:

$$m^* \frac{dv}{dt} = -\frac{m^*}{\tau_e} v - eF, \qquad (48.6)$$

حيث يمكن تفسير τ_e على أنه ارتخاء كمية الحركة أو زمن المسير الحر الذي درسناه في الفقرة 2.6.

من الواضح أن لحركة الإلكترونات الموصوفة بالمعادلة السابقة ذات طبيعة انتشارية. ومن أجل الحالة المستقرة $\frac{dv}{dt} = 0$ يكون لدينا:

$$v = -\frac{e\tau_e}{m^*} F = -\mu F, \qquad (49.6)$$

حيث أدخلنا المعامل الذي يدعى حركية الإلكترون. إن الحركية أحد المميزات الأساسية لنقل الإلكترونات في حالة الحقول الكهربائية المنخفضة. وتعرف بالعلاقة:

$$\mu = \frac{e\tau_e}{m^*}, \qquad (50.6)$$

تظهر العلاقة أن الحركية تكون أكبر من أجل المواد ذات الكتل الفعالة m* الصغيرة والمعدومة التبعثر (أي من أجل τ_e كبيرة). تعبّر الإشارة السالبة في المعادلة (49.6) أن الإلكترونات تتحرك في عكس اتجاه الحقل الكهربائي نظراً إلى شحنتها السالبة.

ابتداءً من سرعة الإلكترونات الوسطى V وتركيز الإلكترونات n يمكننا حساب شدة التيار الكهربائي بالعلاقة:

$$j = -evn = e\mu nF = \sigma F. \qquad (51.6)$$

$$\sigma = e\mu n \qquad (52.6)$$

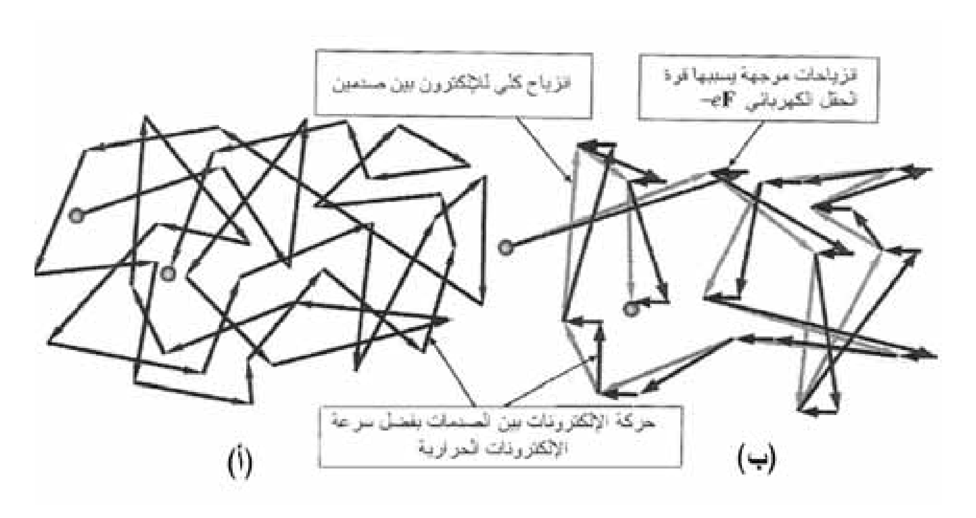
حيث ندعو σ الناقلية النوعية وكما نرى، فهي تتعلق بكل من تركيز الإلكترونات n وحركيتها μ . تسمى العلاقة (51.6) قانون أوم (Ohm's law). وإذا عرفنا الناقلية النوعية (specific conductivity) الهندسية للعيّنة يمكننا حساب التيار الكهربائي الكلّي:

$$I = J.S = \sigma SF, \quad |I| = \frac{\Phi_0}{R}, \tag{53.6}$$

حيث استعملنا مقطع العينة S وهبوط الجهد عبر العينة $\phi_0 = L_x F$، وطول العيّنة Lx. وتكون المقاومة R معطاة بالعلاقة:

$$R = \frac{L_x}{\sigma S}. \tag{54.6}$$

إن المعادلات (49.6) – (51.6) صالحة من أجل نظم ذات أية أبعاد حيث يحدث النقل الانتشاري. يتضمن ذلك الأنظمة الثلاثية الأبعاد والثنائية الأبعاد والأحادية البعد. ومن أجلها جميعاً تكون حركية الإلكترون خاصة مميزة لنمط النقل التقليدي.



الشكل 7.6: حركة الانتشار العشوائية لإلكترون في حالة التوازن (أ) وعندما يطبق حقل كهربائي F (ب)

ولتعريف وحدات القياس الحركية، علينا أولاً أن ندرس باقتضاب وحدات القياس لمختلف الكميات المذكورة آنفاً.

1– تقاس الشحنة بالكولون C. وتساوي شحنة الإلكترون $e = 1.6\,10^{-19}\,C$.

2- يقاس تركيز الإلكترونات بـــm^{-1}, m^{-2}, m^{-3}، من أجل النظم الثلاثية الأبعاد والثنائية الأبعاد والأحادية البعد على التوالي.

3- يقاس الحقل الكهربائي بـــ $v.m^{-1}$.

4- وبالتالي تقاس الحركية بوحدات $m^2v^{-1}s^{-1}$

5- يقاس التيار بالأمبير A أي $C.S^{-1}$

من أجل كثافة التيار والناقلية المعرفة بالمعادلة (51.6) لدينا وحدات مختلفة تبعاً لعدد الأبعاد. تقدر كثافة التيار مثلاً في البلور الخام بالأمبير في المتر المربع $A.m^{-2}$ وتكون وحدات الناقلية $\Omega{-1}m^{-1}$ حيث Ω هي الأوم وحدة المقاومة الكهربائية.

لنعد إلى الحركية، نؤكد أن طويلة الحركية تعتمد على المادة الخاصة وآليات التبعثر في هذه المادة، تتضمن آليات التبعثر في أنصاف النواقل الانتشار بالشوائب والتشوهات واهتزازات الشبكة.

وإذا أمكن تجنب آليتي التبعثر الأوليين في العيّنات الصافية وذات النوعية العالية، أما الشبكة أو كما يقال عادة تبعثر الفوتون فلا يمكن تجنبها من حيث المبدأ. إن مدى التبعثر الكلي يمثل مجموع التبعثرات من أجل الآليات المختلفة. يتناسب كل مدى تبعثر طرداً مع احتمال التبعثر، وعكساً مع متوسط الزمن الحر. يقود هذا إلى استنتاج أن الحركيات الناتجة من آليتي تبعثر أو أكثر يجب أن تجمع مقلوباتها:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{ph}} + \frac{1}{\mu_{im}} + \ldots, \tag{55.6}$$

حيث تمثل μ_{ph} و μ_{im} حركيتين جزيئيتين محدودتين بتبعثر الفوتون وتبعثر الإشابة ..الخ. يتعلق تبعثر الفوتون بالحرارة. وهذا ما يؤدي إلى قيمة منتهية للحركية حتى في البلورات الصافية. تكون حركية الإلكترونات في بلورات Si أو GaAs محدودة بـــ $1350cm^2V^{-1}s^{-1}$ و $8500cm^2V^{-1}s^{-1}$ على التوالي.

يمكن تحقيق حركية من نفس الرتبة في النظم الثنائية الأبعاد في درجة حرارة الغرفة، عندما تنخفض الحرارة تزداد الحركية ويصبح التبعثر بالتشوهات والشوائب

العامل المحدد، كما يبدو في الشكل 8.6. يمكن تجنب آليات التبعثر هذه في النظم المنخفضة الأبعاد حيث تبلغ الحركية قيماً أكبر من $10^5 - 10^6 cm^2V^{-1}s^{-1}$.

يكون تيار الإلكترونات في صيغة المعادلة (51.6) صحيحة في النواقل المنتظمة. إذا كان تركيز الإلكترونات n معتمداً على الفراغ (spatial)، فإن الإلكترونات ستنتشر من منطقة ذات تركيزٍ عالٍ إلى منطقة ذات تركيزٍ منخفض. وهذا يعطي تدفقاً إلكترونياً معاكساً لتغير تركيز الإلكترونات: $-\frac{dn}{dr}$. وتكون مساهمة الانتشار في التيار معطاة بالعلاقة:

$$J_D = eD\frac{dn}{dr} \equiv eD\nabla_r n, \qquad (56.6)$$

حي يمثل D معامل الانتشار الذي سبق ذكره في الفقرة 2.6. وهكذا في ناقل غير منتظم يتشكل التيار الكلي من قسمين: الانتشار والانجراف:

$$J = e\mu Fn + eD\nabla_r n. \qquad (57.6)$$

من السهل أن نضع علامة أساسية بين عاملين حركيين، الحركة μ والانتشار D.

في الحقيقة إذا طبقنا العلاقة (57.6) على شوط التوازن، حيث يكون التيار الكهربائي غائباً أي إن J=0 يمكن التعبير عن كثافة الإلكترونات n(r) عبر الكمون الكهرساكن Φ(r) وفق توزع بولتزمان في صيغة المعادلة (14.6): $n(r) = n_0 \exp[e\Phi(r)/(k_BT)]$. بتعويض هذه الصيغة والحقل الكهربائي $F(r) = -d\Phi/dr$ في المعادلة (57.6) وبالمساواة بالصفر ينتج لدينا علاقة أينشتاين (Einstein relationship):

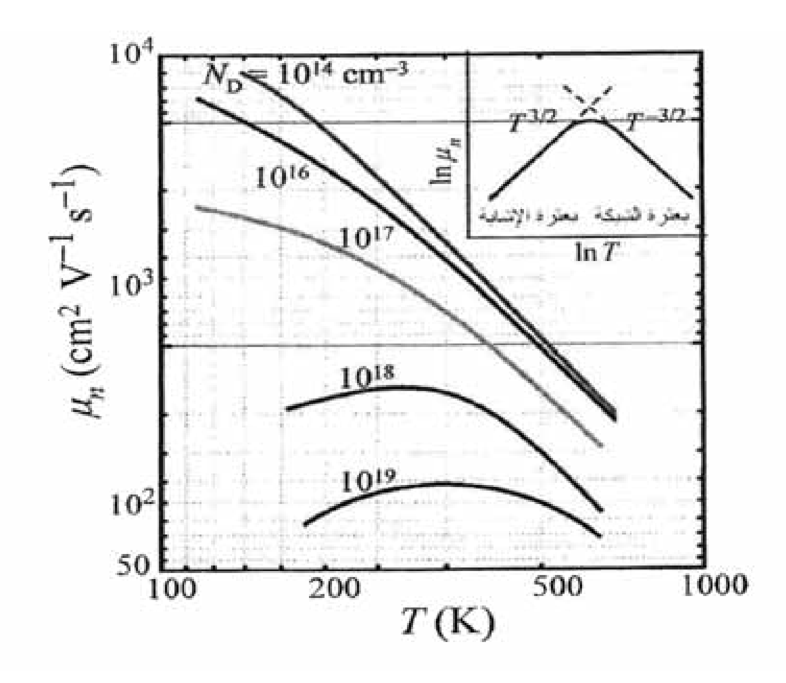
$$\frac{D}{\mu} = \frac{k_BT}{e}. \qquad (58.6)$$

بمعرفة حركية الإلكترونات يمكن حساب معامل الانتشار D بسهولة.

إن النتائج التي وجدناها تخص نقل الإلكترونات المستقر. يمكن لمعادلة نيوتن (48.6) أن تصف سلوك الإلكترونات في حقل كهربائي تابع للزمن F(t). وبما أن أي اعتماد F(t) يمكن تمثيله بتحويل فورييه يمكننا أن نحلل، بدون فقد العمومية، حالة اعتماد توافقي للحقل من الشكل:

$$F(t) = F_{\omega}\cos(\omega t), \tag{59.6}$$

حيث يمثل F_{ω} طويلة الحقل و ω تردد اهتزازه.



الشكل 8.6: اعتماد حركية الإلكترونات على الحرارة في Si من أجل نظام له آليتا تبعثر: تبعثر شبكة وتبعثر شوائب. وقد بينا تركيز الشوائب N_D بجانب كل منحن

عن: **W. F. Beadle [et al.], *Quick Reference Manual for semiconductor Engineers* (New York: Wiley 1985).**

يمكننا استخدام الصيغة المعروفة $\cos(\omega t) = \mathrm{Re}\left[e^{-i\omega t}\right]$ حيث [..] Re يعني القسم الحقيقي من الصيغة بين القوسين.

وبهذا يكون الحقل الفيزيائي $F(t)=\mathrm{Re}\left[F_{\omega}e^{-i\omega t}\right]$. من الأسهل أن نجري الحسابات لتوابع من الشكل $e^{-i\omega t}$ بدلاً من الصيغ باستخدام جب وتجب. فبدلاً من الحقل في الصيغة (59.6) لمعادلة نيوتن نستخدم التمثيل العقدي للحقل:

$$\tilde{F}(t)=F_{\omega}e^{-i\omega t}.$$

عندما نجد حلاً للمعادلة (48.6) بحقل عقدي يكون للجزء الحقيقي معنىً فيزيائي ويمكن حسابه بسهولة.

ولتطبيق هذه الطريقة نبحث عن حل للمعادلة (48.6) بحقل عقدي من الشكل $v_{\omega}e^{-i\omega t}$. بتبديل هذا الشكل في المعادلة (48.6) نحصل مباشرةً على:

$$v_{\omega}=-\frac{e}{m^*}\frac{\tau_e}{1-i\omega\tau_e}F_{\omega}. \qquad (60.6)$$

نحسب سرعة الإلكترون بأخذ الجزء الحقيقي $V(t)=\mathrm{Re}\left[V_{\omega}e^{-i\omega t}\right]$ أي إن:

$$v(t)=-\frac{e\tau_{m^*e}}{}F_{\omega}\left(\frac{\cos(\omega t)}{1+\omega^2\tau_e^2}+\frac{\omega\tau_e\sin(\omega t)}{1+\omega^2\tau_e^2}\right). \qquad (61.6)$$

يسبب الحقل الكهربائي الجيبي في المعادلة (59.6) حركة الإلكترونات بمساهمة من كلٍّ من جب وتجب يمكننا أن نعيد كتابة (61.6) وفق:

$$v(t)=\frac{e\tau_e}{m^*}F_{\omega}\frac{\cos(\omega t-\varphi)}{\sqrt{1+\omega^2\tau_e^2}}, \qquad (62.6)$$

حيث تمثل φ انزياح الصفحة لسرعة الإلكترون بالنسبة إلى صفحة الحقل (59.6). إن انزياح الصفحة هذا يمكن حسابه من المعادلة $\tan\varphi=\omega t_e$. إن $\varphi>0$ مما يعني تأخير الإلكترونات بالنسبة إلى تغيرات الحقل.

من الواضح أن التأخير يوجد فقط من أجل الترددات غير المعدومة ω ويزداد بسبب قوة الاحتكاك في معادلة نيوتن.

والاستنتاج الثاني الذي ينتج من المعادلة (62.6) هو أن مطال اهتزازات السرعة

يتناقص عندما يزداد تردد الحقل وتختفي سرعة الإلكترونات المتناوبة عند حدود الترددات العالية جداً حيث $\omega\tau_e >> 1$.

يمكننا حساب التيار الكهربائي بدلالة الزمن من أجل سرعة الإلكترونات V(t) وتركيزها n وذلك بنفس طريقة المعادلتين (51.6) و (52.6). وعلى كلٍّ فإن استخدام التمثيل العقدي لكثافة التيار أوسع انتشاراً:

$$\tilde{J}(t)=\sigma(\omega)F_{\omega}e^{-i\omega t}, \tag{63.6}$$

حيث تمثل الناقلية العقدية وتعطى بالعلاقة:

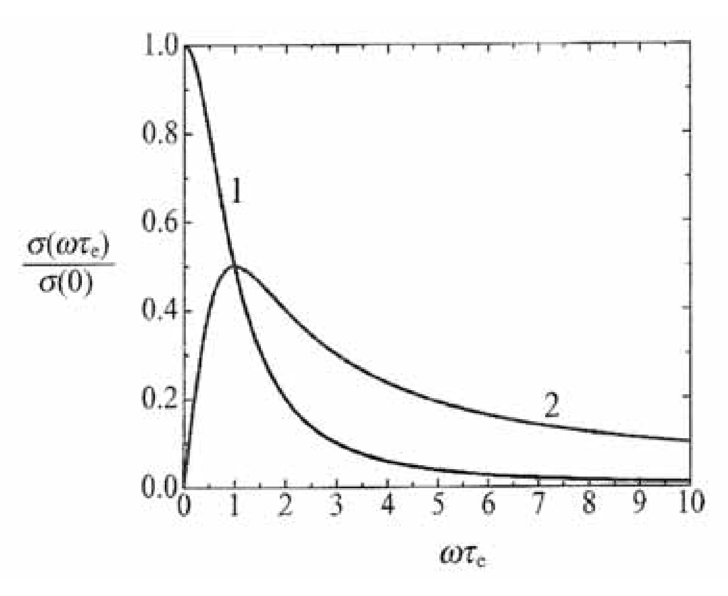
$$\sigma(\omega)=\frac{e^2\tau_e n}{m^*}\left(\frac{1}{1+\omega^2\tau_e^2}+i\frac{\omega\tau_e}{1+\omega^2\tau_e^2}\right). \tag{64.6}$$

تنتهي الناقلية إلى قيمة الحالة المستقرة عندما $\omega\tau_e \to 0$ ولدينا هنا $\mathrm{Im}[\sigma]\to 0$. وتكون مساهمة كل من Re[σ] وIm[σ] من أجل الترددات المنتهية مهمة للتيار المتناوب وعلى الخصوص عندما تكون $\omega=\frac{1}{\tau_e}$ تكون المساهمتان متساويتين عددياً. نستخدم هذه الخاصة لتحديد قيمة τ_e بتغيير التردد ω. يحدد زمن التبعثر τ_e خواص المادة عند الترددات العالية، وعلى الأخص تتلاشى الناقلية عندما $\omega\tau_e >> 1$ ولا يتأثر نظام الإلكترونات الجزئي بحقل عالي التردد. تعرف العلاقة المعطاة بالمعادلة (64.6) بصيغة درود Drud. يظهر الشكل 9.6 علاقة Re[σ] و Im[σ] بالنسبة إلى التردد ω.

إن الناقلية $\sigma(\omega)$ خاصة مميزة للمادة. إذا كانت المادة متجانسة وأبعادها الهندسية معروفة يمكننا أن نستخدم σ لربط التيار المتناوب الكلي Ĩ والجهد المتناوب في صيغتهما العقدية:

$$\tilde{I}(t)=I_{\omega}e^{-i\omega t},\quad I_{\omega}=\frac{\Phi_{\omega}}{Z(\omega)},\quad Z(\omega)=\frac{L_x}{\sigma(\omega)S}. \tag{65.6}$$

لقد أزلنا في المعادلة الثانية الأشعة وتمثل L_x و S المساحة بين الوصلات ومساحة مقطع العيّنة على التوالي. بمقارنة هذه النتائج بنتائج الحالة المستقرة المعطاة بالمعادلتين (53.6) و(54.6) يمكننا أن نرى بأنه بدلاً من المقاومة R، لدينا معامل متعلق بالتردد Z(ω). وهو يدعى بالممانعة. إن للممانعة تابعاً عقدياً، وهي تميز الخواص الكهربائية لكامل العينة. يمكن إدخال الممانعة من أجل أيّ عيّنة غير متجانسة أو أداة.



الشكل 9.6: علاقة الجزء الحقيقي (المنحني 1) والعقدي (المنحني 2) لناقلية العقدية للمعادلة (64.6) بالتردد ω بالنسبة إلى σ(0)=σ(ω=0)

النقل التبديدي في البنى القصيرة

إن الحركية صفة خاصة لمادة ناقلة منتظمة. يكون الحقل الكهربائي منتظماً تقريباً في عيّنة ممتدة طولها Lx. ويمكن تقديره بالعلاقة $F = \frac{\Phi_0}{L_n}$ حيث Φ_0 الجهد المطبق (applied voltage) وتحدد الحركية المقاومة الكهربائية والتيار وفق العلاقة (53.6). أما في العينات القصيرة فيتدخل أثر آخر في نقل الإلكترونات والتيار. يزداد الأثر بفضل التوزع غير المنتظم للإلكترونات، وبالتالي الشحنة الكهربائية عبر العيّنة القصيرة. تؤثر الشحنة التي يولدها التيار في توزع الكمون على طول العيّنة مسببة عدم انتظامه واعتماده

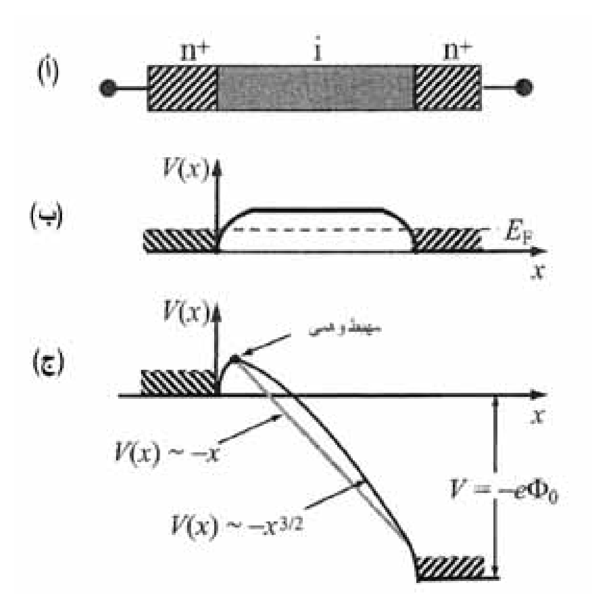
على التيار. وبالنتيجة، لا تظل علاقة التيار الكلي خطية مع الجهد المطبق. يدعى نمط نقل الإلكترونات في هذه الحالة النقل المحدود بشحنة الفضاء.

بما أن أننا معنيون في هذا الكتاب بالبنى القصيرة جداً، من المفيد أن نراجع باختصار النقل المحدد بشحنة الفضاء تحت شروط المعادلة (2.6) حيث يمكننا إدراج الحركية.

لندرس عينة قصيرة بوصلتين كما يبين الشكل 2.6 (ب). تدعى الأداة ذات التماسين بالديود (diode) وجسم العيّنة بين التماسين يسمى قاعدة الديود. لنفرض للتبسيط أن القاعدة غير مشابة، أي أنه ليس هنالك أي إلكترونات نقل في القاعدة. يمكن تصنيع التماسين بإشابة كبيرة من النمط n لمناطق التماس، وهي تدعى مناطق n+ في هذه الحالة تكون الأداة n+– (عازل) $n^+–i$ ديود، كما يظهر في الشكل 10.6 (أ). ليكن Φ الكمون الكهرساكن، عندها تكون الطاقة الكامنة لديود غير مستقطب V=–eΦ كما يظهر الشكل 10.6 (ب)، حيث تكون الإلكترونات في مناطق التماس على اليمين واليسار منفصلة بحاجز كمون في القاعدة. إذا طبقنا جهداً Φ_0 يتغير شكل الكمون، كما يظهر الشكل 10.6 (ج). وتتناقص الطاقة الكامنة $V(x)=-e\Phi(x)$ ويمكن لبعض الإلكترونات أن تتغلب على الحاجز الكموني وأن تنتقل من قطب الباعث (المهبط) إلى قاعدة الديود وتساهم في التيار. هذا الأثر الناتج من الانحياز يعرف بحقن الإلكترونات من القطب إلى القاعدة.

من الواضح أنه بزيادة الانحياز ينزاح معظم الكمون باتجاه المهبط، وتصبح أخفض، ويزداد تيار الحقن. يمكن وصف هذه الصورة الفيزيائية بالنموذج البسيط التالي والذي ينطبق على الانحياز الكهربائي الكبير. يمكن كتابة كثافة التيار J عبر الحركية للقاعدة غير المشابة وتركيز الإلكترونات المحقونة n(x) والحقل الكهرساكن $F(x)=\frac{-d\Phi}{dx}$ كما في المعادلة (51.6)

$$J=e\mu\, n(x)F(x). \qquad (66.6)$$



الشكل 10.6: (أ) مخطط بنية الديود n^+-i-n^+ مخططات الطاقة الكامنة V(x) في ديود بنقل انتشار محدود بالشحنة: (ب) من أجل ديود غير منحاز و(ج) من أجل ديود منحاز

في الحالة المدروسة والممثلة في الشكل 10.6 يكون المهبط إلى اليسار والمصعد إلى اليمين. يزداد الكمون Φ مع x ويكون V الحقل الكهربائي F وكثافة التيار J سالبين. وبنتيجة شرط الاستمرار تكون كثافة التيار في الحالة في الحالة المستقرة عبر الديود محفوظة أي إن $J=-J_0=constant$ ثابتة، حيث J_0 هي القيمة المطلقة لكثافة التيار.

يمكننا من العلاقة السابقة أن نحدد تركيز الإلكترونات المحقونة n(x):

$$n(x)=-J_0/(e\mu F(x)). \tag{67.6}$$

ويمكننا أن نستخدم معادلة بواسون Poison من أجل الحقل الكهرساكن:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2}=-\frac{dF}{dx}=\frac{en(x)}{\varepsilon_0\varepsilon}, \tag{68.6}$$

حيث ثابت العازلية لمادة القاعدة وسماحية الفراغ. بتعويض n(x) من المعادلة (67.6) يمكن كتابة المعادلة (68.6) بدلالة الحقل F:

$$F\frac{dF}{dx}=\frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon\mu} \quad \text{or} \quad F\,dF=\frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon\mu}\,dx. \tag{69.6}$$

يجب تزويد هذه المعادلة بشرط حدّي للحقل. يمكننا أن نستخدم حقيقة أنه عند الحد الأعلى لحاجز الكمون لدينا:

$$-\frac{d\Phi}{dx} = F = 0. \tag{70.6}$$

عند الاستقطاب الكهربائي الكبير ينزاح هذا الحد الأعلى إلى جوار المهبط ويمكننا كتابة $F(n=0) \approx 0$.

تهمل هذه المقاربة العمليات التي تحدث في المنطقة الضيقة بين المهبط الحقيقي وحد الكمون الأعلى، وهو يدعى تقريب المهبط الوهمي، وهو يستخدم كثيراً في تبسيط التحليلات المشابهة. يؤدي تكامل المعادلة (69.6) إلى الحل التالي:

$$\frac{1}{2}F^2(x) = \frac{J_0}{\varepsilon_0 \varepsilon \mu}x \qquad or \qquad F(x) = -\left(\frac{2J_0}{\varepsilon_0 \varepsilon \mu}\right)^{1/2} x^{1/2}, \tag{71.6}$$

حيث اخترنا الجذر السالب للحل من أجل التوافق مع إشارة الحقل الكهربائي التي رأيناها أعلاه. وعليه يعطى توزع الكمون Φ (x) بالمعادلة:

$$\Phi(x) = -\int_0^x dxF(x) = \left(\frac{8J_0}{9\varepsilon_0 \varepsilon \mu}\right)^{1/2} x^{3/2} \tag{72.6}$$

ومن هبوط الكمون الكلي $\Phi(L_x)=\Phi_0$ يمكننا إيجاد علاقة بين كثافة التيار J_0 والاستقطاب Φ_0 ، أي علاقة تيار – جهد:

$$J_0 \equiv J_{0,d} = \frac{9\varepsilon_0 \varepsilon \mu}{8} \frac{\Phi_0^2}{L_x^3}. \tag{73.6}$$

وهذا ما يعرف بقانون موت–غيرني Mott–Gurney للديود ذي نقل الإلكترونات الانتشاري.

لقد وجدنا أن علاقة تيار– جهد تصبح لاخطية بشدة بسبب الأثر شحنة– فضاء. يمكن أن نميز الأثر شحنة–فضاء خاصة بتركيز الإلكترونات المحقونة الوسطي n حيث:

$$\bar{n} = \frac{1}{L_x}\int_0^{L_x} n(x)dx = \frac{3}{2}\frac{\varepsilon_0 \varepsilon \Phi_0}{eL_x^2}, \tag{74.6}$$

وهو يزداد مع الجهد المطبق.

تسهل المعادلة (49.6) والتابع F(x) حساب الزمن المتوسط لعبور الإلكترونات عبر الديود $t_{tr,d}$:

$$t_{tr,d} = \int_0^{L_x} dx \frac{1}{v(x)} = \int_0^{L_x} dx \frac{1}{\mu F(x)} = \frac{4}{3} t_{0,d}, \tag{75.6}$$

حيث:

$$t_{0,d} = \frac{L_x^2}{\mu \Phi_0}. \tag{76.6}$$

يمثل $t_{0,d}$ زمن العبور للإلكترونات التي تتحرك في الحقل الكهربائي المتوسط Φ_0/L_x، أي حيث تكون الآثار شحنة– فضاء مهملة. وكما تبدي العلاقة (75.6) تزيد هذه الآثار زمن العبور بنسبة 4/3.

تتميز الخواص الكهربائية غير المستقرة لأداة، بشكل عام، عن طريق التيار الذي يتولد استجابة لفرق الجهد الخارجي المتعلق بالزمن. إذا كان الاستقطاب ذا تردد ω، تعطي استجابة التيار بالممانعة الموافقة للمعادلة (65.6). ويمكن حساب الممانعة العقدية من أجل ديود موت–غورني المستقطب بجهد ثابت Φ_0:

$$Z(\omega) = \frac{6R_d}{\Omega^3}\left[(\Omega - \sin\Omega) + i\left(\frac{\Omega^2}{2} - 1 + \cos\Omega\right)\right], \tag{77.6}$$

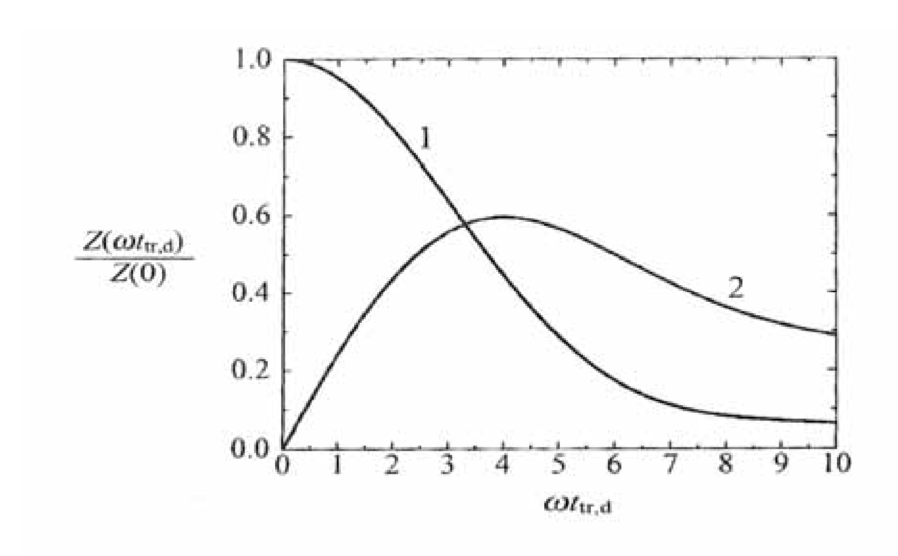
حيث:

$$R_d = \frac{d\Phi_0}{dJ_0} = \frac{4L_x^3}{9 \in_0 \in \mu S \Phi_0}$$

تمثل R_d المقاومة التفاضلية للديود في الحالة المستقرة المحسوبة بالمعادلة (73.6)

و $I_0=J_0S$ حيث تمثل $S=L_y\times L_z$ مساحة مقطع العيّنة و $\Omega=\omega t_{tr,d}$، أي إنها تحسب عبر الزمن المتوسط $t_{tr,d}$ لزمن العبور عبر الديود. انظر المعادلة (75.6).

يمثل الشكل (11.6) تلازم العلاقتين Re[Z(Ω)] وIm[Z(Ω)]. وتختلف الممانعة في المعادلة (77.6) عن ممانعة المادة ذات سلوك ترددات عالية شبيهة بدرود Drude. عندما يزداد تحيز الجهد (voltage bias) تنخفض الممانعة وتزداد استجابة التيار بشكل متناسب مع Φ_0. وكذلك يصبح العرض الطيفي للاستجابة أكبر بما يتناسب مع $\frac{1}{t_{tr,d}}$ مع Φ_0. يعطي هذان الاستنتاجان إثباتاً بأن الديود القصير مع نقل انتشاري محدود بالفضاء والشحنة والمستقطب كثيراً ما يمكنه أن يعمل في ترددات أعلى من حالة الديود المشاب ذي ناقلية درود Drude.



الشكل 11.6: تمثيل الجزأين الحقيقي (المنحني1) والعقدي (المنحني 2) للمانعة المعطاة بالمعادلة (77.6) بالنسبة إلى التردد ω؛ Z(0)=Z(ω=0)

ولكي نختم هذا التحليل عن نقل الإلكترونات الانتشاري في العيّنات القصيرة، نود أن نشير إلى أن النتائج الرئيسية التي حصلنا عليها هنا صالحة من أجل الاستقطاب الكبير عندما يمكن إهمال المساهمة الانتشارية للتيار:

$$\mu|F(x)| >> D\left|\frac{dn(x)}{dx}\right|. \tag{78.6}$$

(هنالك تحليل عن هذا الأمر في المسألة 7). يتحدد النقل في مثل هذه الشروط لدرجة كبيرة بآثار الشحنة–الفضاء ويكون الحقل الكهربائي غير منتظم لدرجة كبيرة، ويزداد تيار الحقن مع مربع الانحياز، كما يظهر الشكل (73.6). يتناقص زمن العبور في الديود تحت انحيازٍ عالٍ، ويبقى ديود فعّالاً كهربائياً في مجال ترددي، يتسع طرداً مع الانحياز.

الإلكترونات الساخنة

نعود الآن إلى البلورات الكبيرة المنتظمة لندرس أثر الحقول الكهربائية العالية على انزياح السرعة والمميزات جهد– تيار. لقد حصلنا على المعادلات (49.6) – (51.6) بفرض أن زمن الارتخاء τe ثابت، أي أنه لا يتعلق على طويلة الحقل الكهربائي. عندما يزداد الحقل يبتعد الغاز الإلكتروني عن التوازن. وبشكل خاص، تزداد طاقة الإلكترون الوسطى. ويمكن فهم ذلك من الاعتبارات الوضعية التالية. إن طاقة الإلكترون في حقل كهربائي يمكن التعبير عنها بالعلاقة التالية:

$$\frac{dE}{dt} = e(vF) - \frac{E - E_{eq}}{\tau_E}. \tag{79.6}$$

يوافق الحد الأول من يمين المعادلة إلى القدرة التي اكتسبها الإلكترون من الحقل الكهربائي، في حين يمثل الحد الثاني مدى ضياعات طاقة الإلكترون. وتتناسب الضياعات مع انحراف طاقة الإلكترون E عن قيمة التوازن E_{eq}. ويمثل τ_e زمن ارتخاء الطاقة المذكور في الفقرة 2.6.

تزداد طاقة الإلكترون في الحقل الكهربائي إلى أن يعود توازن محصلة الطاقة الكلية. وتعطي المعادلة (79.6) في الحالة المستقرة (أي عندما $\frac{dE}{dt}=0$) طاقة إلكترون E يعبَّر عنها بالعلاقة:

$$E = E_{eq} + e(vF)\tau_E. \qquad (80.6)$$

تتناسب السرعة v خطياً مع الحقل الكهربائي F بحسب العلاقة (49.6). وعليه تزداد طاقة الإلكترون الوسطى كمربع الحقل الكهربائي وتتجاوز قيمة التوازن E_{eq}. ومن المناسب أن نعتبر حرارة الإلكترون الفعلية τ_e بدل طاقة الإلكترون الوسطى وهو أمر متعارف عليه في إلكترونيات أنصاف النواقل. ونجد العلاقة بين درجة الحرارة والطاقة الوسطى عند التوازن الحراري، وهي $E=\alpha k_B Te/2$ ، حيث يعبّر العامل α عن حجم البنية.

تتطابق وضوحاً حرارة الإلكترون Te مع حرارة الشبكة T تحت التوازن الحراري. ويمكن أن تختلف T وTe بغياب شروط التوازن. وتستخدم حرارة الإلكترون الوسطى المعبَّر عنها بدلالة طاقة الإلكترون الوسطى كدليل لحالة انعدام التوازن إذا تجاوزت Te قيمة T بشكل طفيف، يظل نقل الإلكترونات ملبياً قانون أوم، ونقول إن لدينا إلكترونات دافئة (warm electrons).

توافق الحالة Te>>T الوضع الذي تكون فيه الإلكترونات بعيدة عن التوازن. وكثيراً ما ندعو الإلكترونات في هذه الحالة بالإلكترونات الساخنة (hot electrons). يمكن أن تبلغ درجة حرارة الإلكترون قيماً تبلغ عدة آلاف من درجات مع بقاء الشبكة باردة. ونقبل من أجل التقريب المبسط أن الانتقال من حالة الإلكترون الدافئ إلى حالة الإلكترون الساخن يحدث في الحقل الكهربائي $F=F_{he}$ عندما يكون $e(vF)\tau_E$ مساوياً $E_{eq}=\alpha k_B T$ ويكون حساب حقل التسخين الكهربائي F_{he}. في الحقيقة يمكن إعطاء سرعة الانحراف v من العلاقة $v=-\mu F$ ، وعليه يكون حقل التسخين الحرج معطى بالعلاقة:

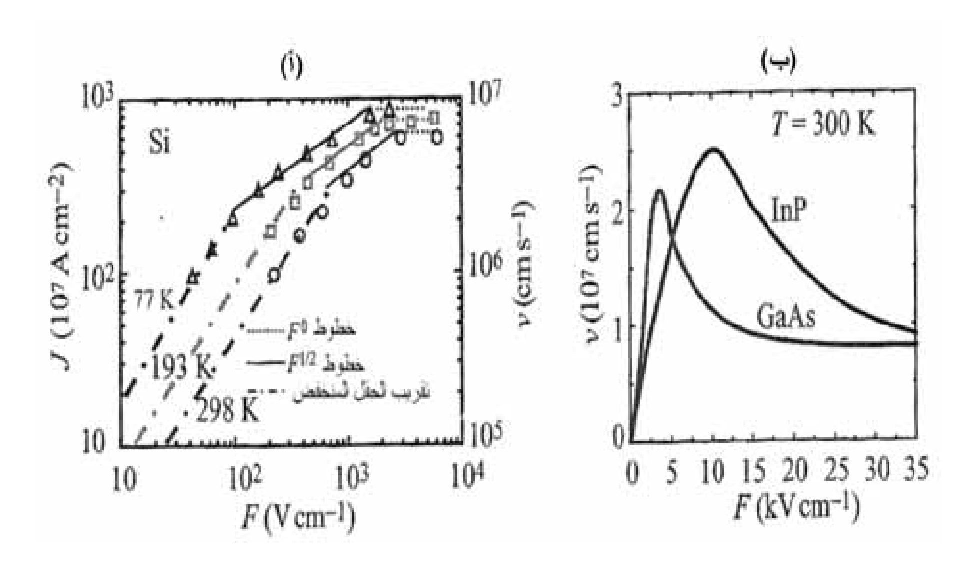
$$F_{he}=\sqrt{\frac{\alpha K_B T}{e\mu\tau_E}}. \quad (81.6)$$

وتصبح عمليات البعثرة بحد ذاتها معتمدة على الحقل من أجل الإلكترونات الساخنة. ولا تبقى العلاقة الخطية لقانون أوم المذكورة في المعادلة (51.6) صحيحة، ويمكن لمنحني الجهد بدلالة التيار J=J(F) ومنحنى سرعة الانزياح بدلالة الحقل v=v(F) أن تبدي سلوكاً لاخطياً يتوقف على بنية حزم إلكترونات وآليات البعثرة الخاصة.

وعلى وجه الخصوص تكون هذه الارتباطات مختلفة الأشكال في المادتين الأهم. تقود العلاقتين V(F) وJ(F) إلى أثر الإشباع في الحقول الكبيرة من أجل المواد نصف الناقلة من المجموعة IV، كما يظهر الشكل 12.6 (أ) في حين إنه في المركبات III−V تتعرض السرعة والتيار إلى تناقص في مجال من الحقول وذلك بعد جزء لاخطي متزايد، كما يبدي الشكل 12.6 (ب). ينتج من تحليل أنماط النقل المختلفة المعطاة في الفقرة 2.6.

إن المعامل الأهم للمواد هو سرعة الانزياح العظمى من أجل العناصر الفائقة السرعة، وهو ما يمكن تحقيقه في الحقول الكهربائية العالية. ويظهر الجدول 2.6 مقارنة بين السرعة العظمى وسرعة الإشباع من أجل عدة مواد مهمة.

يمكننا أن نرى أن لبعض المركبات III−V (بما فيها GaAs وInP وInSb) سرعات أكبر بعدة مرات من سرعات Si وGaP و AlAs. وتكون سرعة الانزياح في Si محدودة برتبة $10^7 cm.s^{-1}$ وهي يمكن بلوغها من أجل حقول كهربائية أكبر من بضعة $kVcm^{-1}$. أما من أجل GaAs فتكون السرعة القصوى $2\times10^7 cms^{-1}$، ويمكن بلوغها من أجل حقول $\approx 3.5kVcm^{-1}$.



الشكل 12.6: منحنيات التيار بدلالة الجهد في حالة الحقول الكبيرة (أ) للسيليكون Si و(ب) من أجل GaAs وInP

أعيد طبعها بموافقة من: E. J. Ryder, "Mobility of Holes and Electrons in High Fields," *Physical Review*: vol. 90, no. 5 (June 1953), p. 766 © 1953 by the American Physical Society.

الجدول 2.6 قيم سرعة الإشباع (من أجل Si, SiC, SiO_2, AlAs, GaP) والسرعة القصوى (من أجل GaAs, InP, InAs, InSb) من أجل المواد النصف الناقلة في درجة حرارة الغرفة

المادة	السرعة (10^7 cm s^{-1})
Si	1
SiC	2
SiO_2	1.9
AlAs	0.65
GaP	1.1
GaAs	2
InP	2.4
InAs	4.4
InSb	6.5

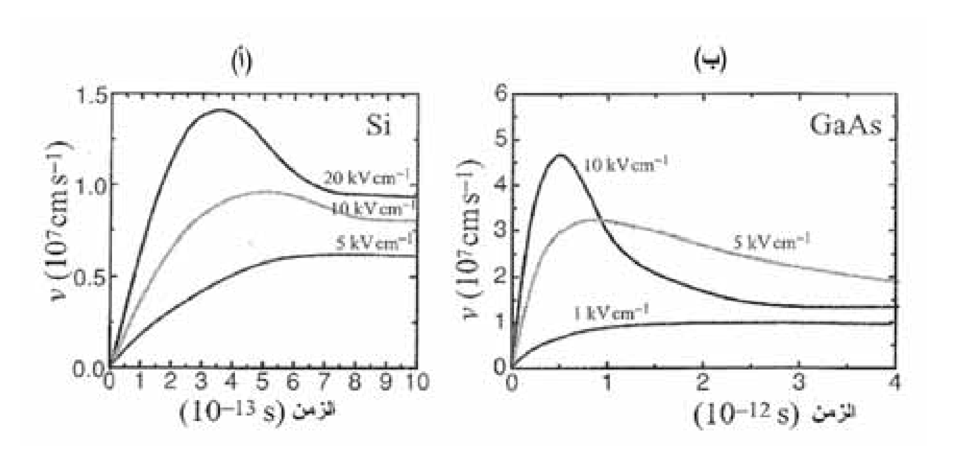
آثار التجاوز العابر

يمكن تجاوز محدوديات خاصة سرعة الانزياح من أجل مادة معطاة باستخدام أثر آخر للإلكترونات الساخنة يعرف "بتجاوز السرعة" ولتفسير هذه الظاهرة دعنا نذكر أن الاستنتاجات السابقة كانت في الحالة المستقرة، حيث يكون توزع الإلكترونات مستقراً.

بعبارة أخرى، يشير التحليل السابق إلى خواص الإلكترون التي جرى توسيطها على أزمنة أكبر بكثير من الأزمنة المميزة للنظام كزمن الطيران الحر الوسطي، والاندفاع، وأزمنة ارتخاء الطاقة... الخ. سندرس الآن العمليات التي تحدث مباشرة بعد انحراف نظام الإلكترونات عن حالة التوازن، وسنركز في هذه الحالة الخاصة على الاستجابة تجاه حقل كهربائي على شكل تابع الدرجة.

إن زمن ارتخاء الاندفاع τ_e الذي يدخل في المعادلة (49.6) أقصر، بشكل عام، من زمن ارتخاء الطاقة τ_E الذي يحدد طاقة الإلكترون، انظر المعادلة (79.6). وبناءً على ذلك، تكون استجابة السرعة تجاه تغير الحقل الكهربائي وفق تابع الدرجة أسرع من استجابة الطاقة من أجل الحالة الموافقة للمعادلة (79.6). وعلى العموم، إذا ازداد مدى التبعثر بزيادة طاقة الإلكترون يمكن ان تتجاوز سرعة الإلكترون سرعة الاستقرار خلال مجال زمني من رتبة τ_E.

وبعبارة أخرى، لا تكون السرعة العابرة تابعةً فقط للحقل الكهربائي بل هي تابعة أيضاً لطاقة الإلكترون. في الحقيقة تتكيف السرعة بشكل سريع مع الطاقة التي تتغير ببطء، وتلحق بتلك الطاقة حتى تصل إلى الحالة المستقرة. وفي البداية عندما لا تكون الطاقة قد بلغت قيمة الاستقرار، تكون سرعة الإلكترون الموافقة للطاقة العابرة أكبر من السرعة الموافقة لطاقة الاستقرار.



الشكل 13.6: أثر التجاوز- الاستجابة العابرة لسرعة انزياح الإلكترون بسبب نبضات حقل كهربائي شبيهة بتابع الدرجة في درجة حرارة الغرفة. قيمة الحقل مذكورة من أجل كل منحني. (أ) Si و(ب) GaAs

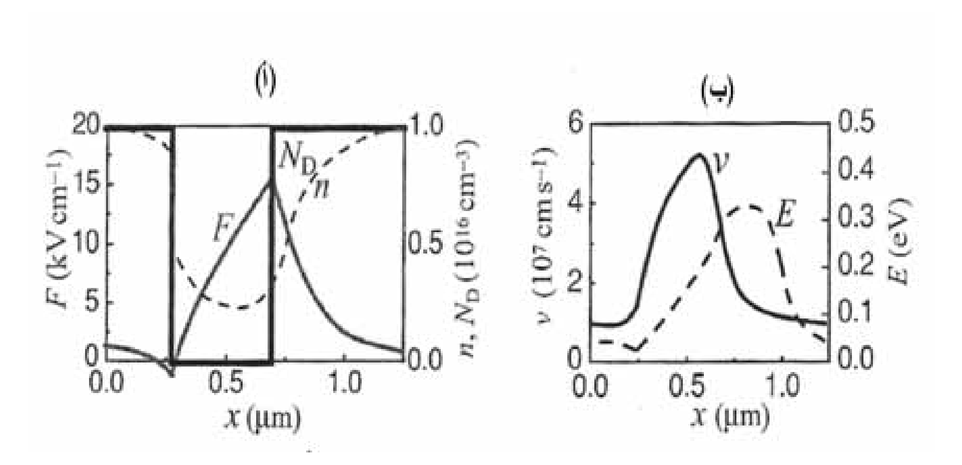
أعيد طبعها بموافقة من: V. V. Mitin, V. A. Kochelap, M. A. Stroscio, *Quantum Heterostructures* (New York: Cambridge University Press, 1999).

يظهر الشكل 13.6 أثر التجاوز في حالة Si و GaAs أن انزياح السرعة ممثل كتابع للزمن من أجل عدة حقول كهربائية. نفترض أن الحقل الكهربائي قد طبق في اللحظة t=0. ويكون أثر التجاوز واضحاً في حالة الحقول الكهربائية العالية. يمكن أن تتجاوز السرعة العابرة القصوى السرعة المشبعة المستقرة بمثلين إلى أربعة أمثال.

ويمكننا أن نفهم كيفية استخدام هذا الأثر انطلاقاً من شرح فيزيائي لأثر التجاوز. دعنا نتخيل أن الإلكترونات الباردة تدخل منطقة فعّالة من أداة نصف ناقلة عبر وصلة. إذا كان هنالك حقل كهربائي في المنطقة الفعالة، سيجري تسريع الإلكترونات. وعند نفس المسافة من نقطة الحقن تبلغ الإلكترونات سرعة التجاوز القصوى، وبعد ذلك تتناقص السرعة تدريجياً إلى قيمة الاستقرار. وإذا كانت المنطقة الفعالة قصيرة، ومن مرتبة المسافة التي يحدث خلالها أثر التجاوز، يجري عبور الإلكترونات لهذه المنطقة الفعالة بسرعة أكبر من سرعة الاستقرار، ويكون زمن العبور الكلي أقصر، وبالتالي يمكن أن تعمل الأداة بسرعة أو تردد أعلى.

ينتج من الشكل 13.6 أن الزمن المعبر لأثر التجاوز يقارب $\tau_{tn} = 0.5 \ \ 10^{-12} s$ من أجل GaAs بتقدير السرعة الوسطى تحت التجاوز بالقيمة $v_m = (2-4)10^7 cm/s$، نحصل على تقدير لطول الأداة لتحقيق الأثر المدروس: $L_x \leq v_m \tau_{tr} = 0.1 - 0.2 \mu m$. أي إن أثر التجاوز يمكن تحقيقه في العيّنات القصيرة (تحت المكرونية).

يجب، من أجل التيارات وجهود الانحياز العالية أن تؤخذ آثار شحنة الفراغ بعين الاعتبار مع ازدياد السرعة.



الشكل 14.6: النقل المحدود بشحنة الفراغ مع أثر ازدياد السرعة في ديود GaAs n+–i–n+ عند $L_x = 0.37 \mu m$ وT=77k و Φ_0=0.5V. (أ) المناطق المشابة والحقول الكهربائية F وتركيز الإلكترونات المحقونة n. (ب) سرعة الانزياح v والطاقة الوسطى للإلكترونات المحقونة E

نقدم في الشكل 14.6 حسابات نقل الإلكترونات المحدودة بشحنة الفراغ في ديود n^+–i–n^+ GaAs قصير. حيث n+ تمثل وصلات عالية الإشابة و i هي قاعدة الديود عديمة الشوائب. نمثل الإشابة المشابهة للدرجة لمناطق الوصلات بـــ N_D. يظهر في الشكل 14.6 الحقل وتركيز الإلكترونات المحقونة وسرعة انزياحها الوسطى وكذلك

الطاقة الوسطى. إن الحقل الكهربائي وتركيز الإلكترونات المحقونة غير منتظمين على الإطلاق، وهو ما يشابه الحالة السابقة لنقل الإلكترونات الانتشاري. إلا أن ازدياد السرعة في قاعدة الديود واضح تماماً في حالة الديود القصير. تزداد الطاقة الوسطى في القاعدة وتنخفض في الوصلة المتلقية فقط بسبب البعثرة الشديدة في المنطقة العالية الإشابة. ومن اللافت أن سرعة الانزياح تبلغ قيمة أكبر من 410^7cm/s وتتجاوز طاقة الإلكترون 3500K عند درجة حرارة 77K للبلورة.

تلعب عمليات الانتشار دوراً مسيطراً في التحكم بسرعة انزياح الإلكترونات من أجل الحقول المنخفضة والإلكترونات الساخنة ونظم ازدياد النقل المدروسة، وبتخفيض أبعاد العيّنة يمكن تحقيق نقل إلكترونات بالغ السرعة وبدون اصطدام.

النقل المقذوفي التقليدي

يحدث النظام المقذوفي (ballistic system) (عديم الاصطدام (collisionless)) التقليدي، حسب المعادلة (11.6) في العيّنات القصيرة جداً حيث لايعاني الإلكترونات أثناء رحلتهم أيّ بعثرة.

وفي هذه الحالة يكون التيار الكهربائي والمقاومة الكهربائية المنتهيان ناتجين من آثار شحنة الفراغ حصراً.

ويمكننا دراسة هذه الآثار في ديود مقذوفي (ballistic diode) ذي أبعاد مبينة في الشكل 2.6 (ب) وبشكل مماثل للحالة المقدمة سابقاً للديودات القصيرة بنقل تبديدي وذي ازدياد، يجب أن يكون توزع الكمون الساكن $\Phi(x)$ والتركيز n(x) والسرعة v(n) محسوبة تحت شرط رحلة الإلكترونات بدون صدم.

سوف نستفيد من معادلة بواسون Poisson (68.6)، ونستخدم كثافة التيار على الشكل:

$$J = -en(x)v(x). \qquad (82.6)$$

يمكن أن نجد السرعة v من معادلة نيوتن (8.2) إلا أننا سنستعمل قانون انحفاظ الطاقة الذي يكتب على الشكل:

$$\frac{m^* v^2(x)}{2} - e\Phi(x) = \frac{mv_c^2}{2} - e\Phi_c = consant \text{ (ثابت)} \qquad (83.6)$$

حيث يمثل vc وΦc معاملين يشيران إلى مسرى الحقن (المهبط). وفي حالة انحياز الجهد الكبير، يمكننا تبسيط المعادلة الأخيرة بفرض أن الإلكترونات تحقن فوق الحاجز بسرعة صغيرة $vc \rightarrow 0$. نستفيد عندئذ من تقريب المسرى الوهمي المدروس آنفاً. وبوضع $\Phi_c=0$ نحصل على العلاقتين:

$$v(x) = \sqrt{\frac{2e\Phi(x)}{m^*}} \qquad (84.6)$$

$$n(x) = \frac{J_0}{ev(x)}, \qquad (85.6)$$

حيث يمثل J_0 القيمة المطلقة لكثافة التيار عبر الديود. وكما أشرنا في الفقرة المخصصة للنقل الانتشاري تكون J سالبة ومن المناسب تقديم القيمة المطلقة لكثافة التيار J_0 التي تكون ثابتة في كل العينة. وبربط الصيغة الأخيرة مع معادلة بواسون (المعادلة 68.6) نحصل على العلاقة التالية:

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = \frac{J_0}{\in_0 \in} \sqrt{\frac{m^*}{2e\Phi(x)}}. \qquad (86.6)$$

وبضرب طرفي العلاقة السابقة بـــ $\frac{d^2\phi(x)}{dx}$ نحصل على معادلة يمكن مكاملتها، وتكون نتيجة المكاملة، كما يلي:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\Phi}{dx}\right)^2 = \frac{2J_0}{\in_0 \in} \sqrt{\frac{m^* \Phi}{2e}} + C. \qquad (87.6)$$

يمكن وضع ثابت المكاملة C=0 على اعتبار أنه من أجل $n \rightarrow 0$ لدينا $\frac{d\phi}{dn}$ و$\times \rightarrow 0$ يمكننا إذاً كتابة النتيجة على النحو التالي:

$$\frac{1}{\Phi^{1/4}} \frac{d\Phi}{dx} = 2\sqrt{\frac{J_0}{\in_0 \in} \sqrt{\frac{m^*}{2e}}}. \qquad (88.6)$$

يعطي التكامل النتيجة النهائية لتوزع الكمون الساكن:

$$\Phi(x) = \frac{3}{2}\left(\frac{J_0}{\in_0 \in}\right)^{2/3}\left(\frac{m^*}{2e}\right)^{1/3} x^{4/3}. \qquad (89.6)$$

وباعتبار أن $\phi(L_x) = \phi_0$ يمكننا أن نجد العلاقة المميزة تيار–جهد للديود المقذوفي:

$$J_{0,b} = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \frac{\in_0 \in}{L_x^2} \sqrt{\frac{2e}{m^*}}.\Phi_0^{3/2} \qquad (90.6)$$

تعرف هذه المعادلة بقانون تشايلد Child. ولقد وجد وجرى التحقق منه من أجل ديودات الخلاء أولاً، حيث لايوجد إطلاقاً اصطدام إلكترونات.يختلف قانون تشايلد جذرياً عن علاقة التيار بالجهد للديود الانتشاري المعطاة بالمعادلة (73.6).

يمكننا باستخدام العلاقة (89.6) حساب المعاملات الأخرى للديود المقذوفي، فعلى سبيل المثال يكون زمن عبور الإلكترونات:

$$t_{tr,b} = \frac{3}{2} t_{0,b}, \quad t_{0,b} = L_x \sqrt{\frac{2m^*}{e\Phi_0}}, \qquad (91.6)$$

حيث يمثل $t_{0,b}$ زمن عبور الإلكترونات المقذوفية في غياب آثار شحنة الفراغ. وتؤدي آثار شحنة الفراغ إلى زيادة زمن العبور $t_{tr,b}$ بنسبة 3/2.

من المفيد أن نقارن النتائج التي حصلنا عليها من أجل النقل المحدود بشحنة الفراغ في الديودات المقذوفية والانتشارية.

نفرض لإجراء المقارنة أن أطوال الديودات L_x متساوية، وأن للديودين جهد الانجاز نفسه. نحصل حينئذ من العلاقتين (75.6) و (91.6) من أجل نسبة أزمنة العبور:

$$\frac{t_{tr,b}}{t_{tr,d}} = \frac{9\sqrt{m^*\Phi_0 \mu}}{4\sqrt{2eL_x}} = \frac{9\tau_e\sqrt{e\Phi_0}}{4\sqrt{2m^* L_x}} = \frac{9l_e}{8L_x} << 1, \qquad (92.6)$$

حيث استخدمنا العلاقة وطول المسار الحر الوسطي الأعظمي وسرعة الإلكترون

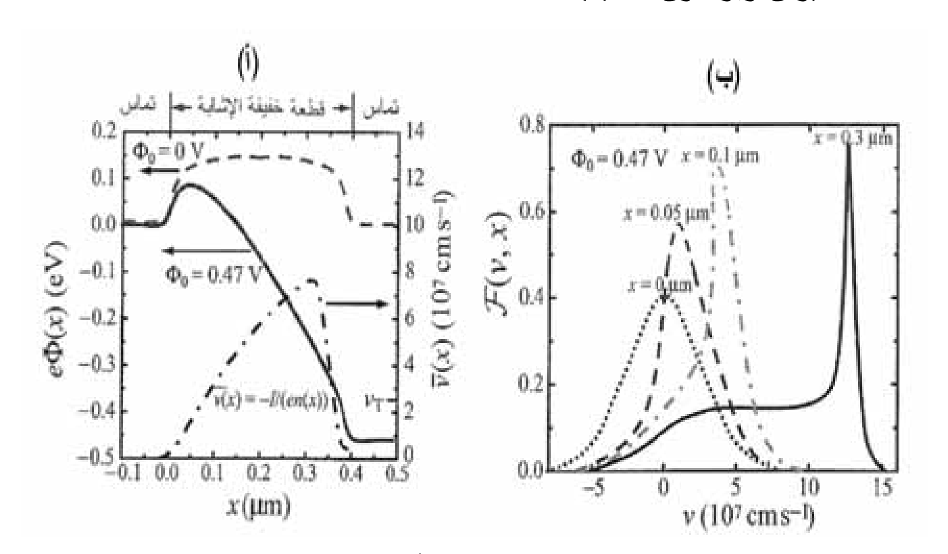
العظمى في الديود. إن النسبة التي حصلنا عليها صغيرة وهو ما يتفق مع شرط النقل الانتشاري في العلاقة (12.6)، أي إن الديودات المقذوفية يمكن أن تعطي أنماط عمل أسرع بكثير. ويمكن بشكل مماثل أن نبرهن أنه من أجل جهد انحياز معطى تكون التيارات في الديود المقذوفي أكبر بكثير منها في الديود الانتشاري

وهكذا تمتلك النقل عديم الاصطدام النهائي عدداً من المزايا بالنسبة إلى النقل الانتشاري بفضل سرعة الإلكترونات الأعلى.

في الواقع تحدث بعض الاصطدامات في الحالة الحقيقية. يمكن معاملة هذه الحالة "الوسطى" عددياً باستخدام نموذج أكثر تعقيداً. يظهر الشكل 15.6 (أ) و15.6 (ب) نتائج النمذجة العددية لديود GaAs طوله $L_x = 0.4\mu m$ في درجة حرارة الغرفة $T=300K$. إن قيمة حركية الإلكترونات في مادة GaAs عالية الجودة تساوي $\mu=7500cm^2v^{-1}s^{-1}$ ويكون زمن الطيران الحر من أجل هذه الحركية مساوياً لـــ: $\tau_e = 2.9\ \ 10^{-13} s$ وتبلغ سرعة الإلكترونات من أجل درجة حرارة معطاة القيمة $v_T = \sqrt{\frac{k_B T}{m^*}} \approx 2.6\ \ 10^7 cm/s$. ويكــون طــول المســار الوسطــي للإلكتــرون $L_e = 0.075\mu m$ و $\frac{L_x}{l_e} \approx 5$ وعليه تتعرض الإلكترونات التي سرعتها V_T إلى 5 اصطدامات خلال رحلتها عبر عيّنة منتظمة بطول L_x. ويكون الانتقال انتشارياً تقريباً في عيّنة كهذه. ونصل إلى استنتاجات مختلفة من أجل الديود شديد الانحياز. يمثل الشكل 15.6 (أ) منحني طاقة الكمون وسرعة الإلكترون الوسطى من أجل جهد مطبق $\Phi_0=0.047V$. ولقد مثلنا أيضاً السرعة الحرارية Vf من أجل المقارنة. يمكننا أن نرى أن السرعة الوسطى العظمى بتجاوز $7\times10^7 cm/s$، ويكون المسار الحر الوسطي الفعلي أكبر $0.07\mu m \le L_e \le 0.02\mu m$. وعليه فإن هذا المثال يشكل حالة وسطية بين النقل الانتشاري والمقذوفي. ويكون للإلكترونات سرعات مختلفة في هذه الحالة، ويمكن تمييز الإلكترونات بتابع توزع F على السرعة V. ويعتمد هذا التوزع أيضاً على المسافة عبر الديود n أي إن F=F(v,x). يعطي الشكل 15.6 (ب) تابع التوزع من أجل مسافات مختلفة n. جرى تمثيل التوزع الحراري للإلكترونات في المهبط بخط منقط من الواضح أنه توزع ماكسويل المذكور في المعادية (16.6) في درجة الحرارة $T=300K$. يحدد هذا

النوع سرعات الإلكترونات المحقونة، ويكون التوزيع الأولي للإلكترونات على السرعات في المهبط أحد الاختلافات الأساسية عن النموذج البسيط المدروس سابقاً، حيث تحقن الإلكترونات بسرعة قريبة من الصفر.

يصبح التوزع داخل الديود متناحياً جداً: حيث تكون الإلكترونات ذات السرعات السالبة شبه غائبة. وبازدياد المسافة يصبح التوزع متناحياً أكثر فأكثر مع قيمة عظمى واضحة. وتوافق القيمة العظمى تقريباً القيم المعطاة بالنموذج المدروس آنفاً للنقل المقذوفي الصرف. يسلط هذا المثال الضوء على الطبيعة الحقيقية لديود مقذوفي: تساهم بعض الإلكترونات في النقل ويحدث بعض التوزيع على السرعات وتكون الخواص الوسطى للديود قريبة لتلك التي يعطيها النموذج البسيط الذي يعتمد على معادلات نيوتن وبواسون التقليدية.



الشكل 15.6: نتائج النمذجة العددية لديود GaAs. (أ) توزع طاقة الكمون للإلكترونات $e\Phi(n)$ والسرعة الوسطى $v(x)$ عبر الديود، (ب) تابع التوزع $F(v, x)$ عند $x= 0, 0.05, 0.1, 0.3$ µm. يبلغ الجهد المطبق Φ_0=0.47V والسرعة الحرارية $V_T=2.6\times10^7$ cm s^{-1}

أعيد طبعها بموافقة: H. U. Baranger and J. W. Wilkins, "Ballistic Electron in an Inhomogeneous Submicronic Structure: Thermal and Contact Effects," *Physical Review*: B 30 (1984), p. 7349 © 1984 by the American Physical Society.

يسمح النموذج البسيط المدروس سابقاً بدراسة خواص الترددات العالية للديود المقذوفي وحساب ممانعته. ويكون الجزآن الحقيقي والتخيلي للممانعة معطيين بالعلاقتين:

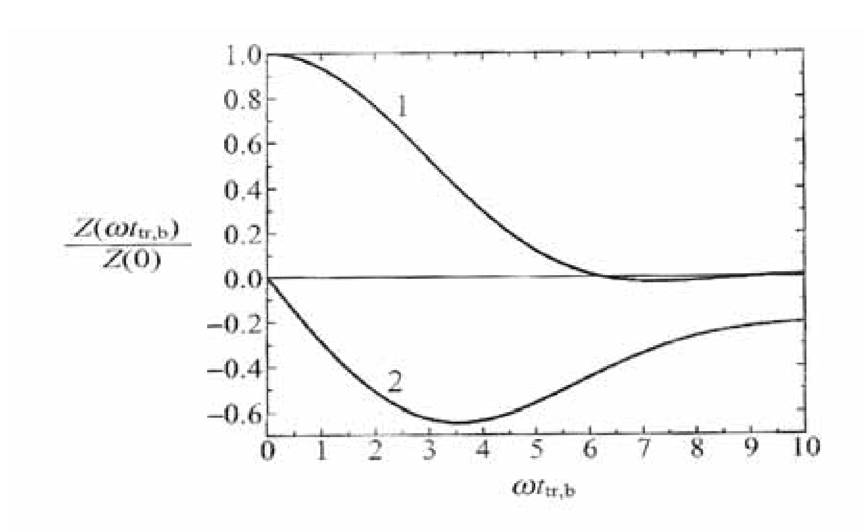
$$\mathrm{Re}[Z|\Omega|] = \frac{12R_d}{\Omega^4}[2(1-\cos\Omega) - \Omega\sin\Omega], \quad (93.6)$$

$$\mathrm{Im}[Z|\Omega|] = \frac{12R_d}{\Omega^4}[2\sin\Omega - \Omega(1+\cos\Omega) - \Omega^3/6]. \quad (94.6)$$

حيث $R_d = \frac{d\Phi_0}{dJ_0}$ المقاومة التفاضلية المحسوبة باستخدام الحالة المستقرة لعلاقة الجهد- التيار المعطاة بالعلاقة (90.6) $\Omega=\omega_{ttn,b}$ أي التردد المقاس بوحدات من مقلوب زمن العبور المعرف بالعلاقة (91.6). يمثل الشكل 16.6 كلا الارتباطين . تتناقص طويلة و بزيادة جهد الاستقطاب Φ تبعاً للعلاقة (93.6) و (94.6) وتعريف R_d. ويكون لدينا: $R_d = \frac{d\Phi_0}{dJ_0} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3m^*}{e\Phi_0}\frac{L_x^2}{\in_0\in}}$.

أي إن استجابة التيار تصبح أكبر من أجل جهد استقطاب أكبر $R_d \alpha \frac{1}{\sqrt{\Phi_0}}$، وفي الوقت نفسه تزداد المنطقة التي يبقى فيها الديود فعّالاً بازدياد جهد الاستقطاب ($\alpha\sqrt{\Phi_0}$).

تشابه هذه الخواص تلك التي نحصل عليها من أجل ديود موت-غيرني Mott-Gurney الانتشاري. انظر المعادلة (77.6). هناك خاصة جديدة تماماً هي تتمثل في الاهتزازات التي نراها في $R_e[Z(\omega)]$ و $\mathrm{Im}[Z(\omega)]$ مع w ونوافذ التردد التي تزداد مع القيم السالبة لـ $R_e[Z(\omega)]$. تظهر النافذة الأولى بين $\frac{6.3}{t_{tr,b}}$ و $\frac{9}{t_{tr,b}}$. نعلم أن القيم السالبة لـ $R_e[Z(\omega)]$ توافق عدم استقرار كهربائي عند التردد ω. يمكن استخدام عدم الاستقرار هذا لتوليد اهتزازات كهرطيسية عالية التردد، وسنتناول هذه الظاهرة في الفقرة 2.8.



الشكل 16.6: ارتباط الجزء الحقيقي (المنحني 1) والتخيلي (المنحني 2) للممانعة الموافقة للعلاقة (93.6) و(94.6) عند التردد ω حيث Z_0=Z(ω=0)

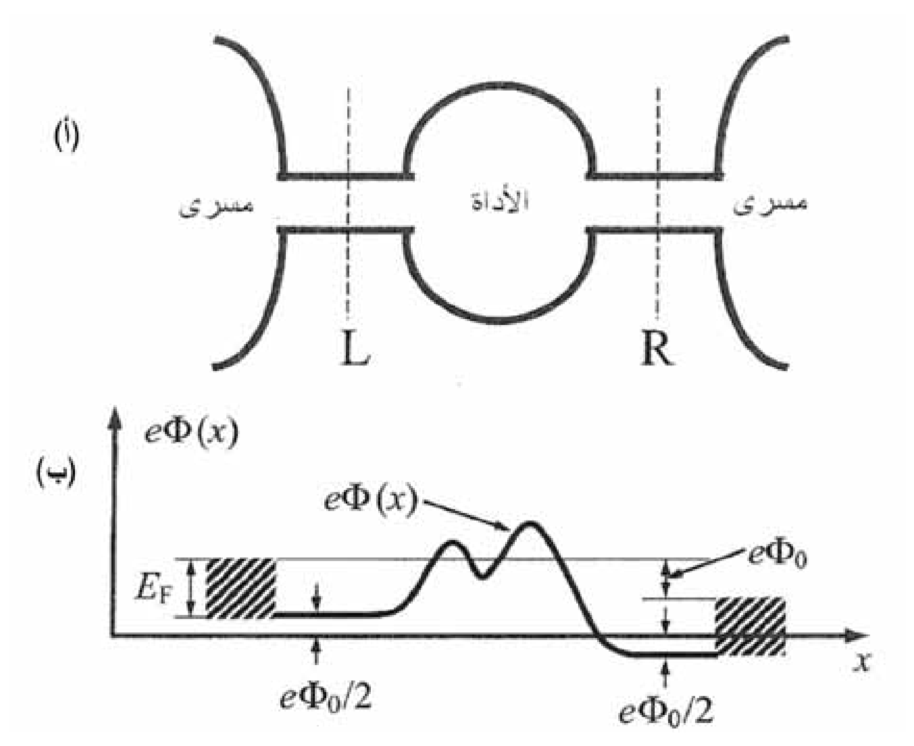
والخلاصة، إن الأدوات النانوية المقذوفية أسرع الأدوات المبنية على نقل الإلكترونات التقليدي. يبرز كل من التيار الكهربائي المنتهي والمقاومة الكهربائية المنتهية في غياب بعثرة الإلكترونات بسبب الآثار الكهرساكنة التي تنشأ من إعادة توزع الإلكترونات المشحونة في الأداة. وهذا هو سبب ارتباط هذه الحالة بالنقل المحدود بالشحنة. تتميز الديودات المقذوفية بـــ "نوافذ تردد" تكون المقاومة الحركية للأداة فيها سالبة مما يعني عدم استقرار كهربائي و إمكانية توليد إشعاعات كهرطيسية عالية التردد.

النقل القذفي الكمومي: صيغة لانداوير Landauer

إن الوصف النظري العام لأنماط النقل الكمومية المختلفة مشكلة بالغة التعقيد ويتعذر تقديمها في هذا الكتاب. سندرس الحالة الأبسط للنقل المستقل عن الزمن والمنخفض الحرارة، حيث يمكن إهمال الإجراءات غير المرنة. وهكذا وبحسب الجدول 1.6 ندرس نمط نقل الإلكترونات الميزوسكوبي.

يعتمد النقل خلال الأدوات ذات البنية النانوية الميزوسكوبية، كما سبق وأشرنا، على هندسة البنية النانوية، وعلى المساري (الأقطاب، الوصلات، الأسلاك، التوصيلات، ... الخ) التي تصل الأداة مع الدارة الكهربائية الخارجية؛ وعليه يجب علينا دراسة النظام كله: الأداة والمساري.

يوضح الشكل 17.6 الصفات الأساسية للنموذج المبسط. يتألف النظام من مسريين، يطبق عليهما استقطاب، و"دليلاً موجة" إلكترون، وL وR (يمكن اعتبارهما أسلاك كمومية)، والأداة نفسها.



الشكل 17.6: (أ) مخطط بنية أداة ذات بنية نانوية ميزوسكوبية. (ب) منحني طاقة الكمون e.Φ(n) في الأداة الميزوسكوبية المستقطبة

ولتجنب الحاجة إلى توصيف مفصل للمساري، نفترض أن المساري خزانات إلكترونات حيث تكون عمليات ارتخاء الاندفاع والطاقة فعّالة إلى درجة أن الإلكترونات تبقى في حالة التوازن حتى مع تطبيق جهد انحياز ما. وعليه نفترض أن الشروط الحدية عند التواجد بين المساري والأداة تعطى بتابع توزع توازن فيرمي Fermi المعطى بالمعادلة (18.6)، ويكون تركيز الإلكترونات في المساري عالياً لدرجة أن الكمون الساكن في كل مسرى يكون ثابتاً، كما هي الحال في المعادن. ليكن E_f طاقة فيرمي للإلكترونات في المساري بغياب جهد الاستقطاب (الانحياز).

بتطبيق جهد انحياز Φ_0 يصبح مستوى فيرمي في أحد المسريين $E_F - \frac{1}{2}e\Phi_0$ ،

في حين إنه يصبح في المسرى الآخر $E_F + \frac{1}{2}e\Phi_0$ ، كما هو واضح في الشكل 17.6 (ب)، وهكذا يكون تابعا (دالتا) توزع الإلكترونات:

$$F_F\left(E + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right) \quad and \quad F_F\left(E - \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right), \qquad (95.6)$$

حيث E الطاقة الحركية للإلكترونات.

وجدنا حين درسنا الأسلاك النانوية في الفقرة 3.3 أن طيف الإلكترونات يتألف من سلسلة من حزم جزئية أحادية البعد ذات طاقات:

$$E_{k_x,n,m} = \varepsilon_{n,m} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}. \qquad (96.6)$$

حيث n وm عددان صحيحان وk_x شعاع موجة أحادي البعد يتجه مع محور السلك الكمومي.

نكتب تابع موجة الإلكترون وفق:

$$\psi(x,y,z) = \psi_\perp(y,z) \times \psi_\parallel(x). \qquad (97.6)$$

تمثل مركبة تابع الموجه $\psi_\perp(y,z)$ التوزع العرضاني للإلكترونات في السلك الكمومي، في حين إن $\psi_\parallel(x)$ تمثل الحركة الانسحابية للإلكترونات على طول الأسلاك الكمومية. وهي تتألف عادة من أمواج مستوية $e^{\pm ik_x x}$. وبما أن نقل الإلكترونات يجري على طول الأسلاك، يجب علينا أن نحلل تابع الموجة $\Psi||(x)$ يمكننا أن نكتب $\Psi_{||}(x)$ عند الوجهة الفاصلة بين المساري والأداة. ولقد أشرنا إلى هذه الوجوه الفاصلة بالمقاطع L و R في الشكل 17.6. ويكون تابع الموجة$\Psi_{||,l}(x)$ للإلكترونات القادمة من المسرى اليساري معطى بالعلاقة:

$$\psi_{\parallel,l}(x) = \begin{cases} e^{ik_1(x-x_1)} + r_1 e^{-ik_1(x-x_1)}, & x \approx x_{1,} \\ t_r e^{ik_r(x-x_r)} + r_r e^{ik_r(x-x_r)}, & x \approx x_r. \end{cases} \qquad (98.6)$$

حيث يرمز x_l وx_r إلى إحداثيات المقطع L وR على التوالي. أي إن تابع الموجة عند المقطع L يتألف من الموجتين الواردة والمنعكسة، في حين إن هناك عند المقطع R الموجة التي عبرت الأداة. ويمثل t_r وt_l مطالات هذه الأمواج المرسلة والمنعكسة على التوالي. تعتمد هذه المعاملات على منحني توزع الكمون الخاص في الأداة وأبعادها الهندسية.

وبنفس الطريقة يمكننا أن نكتب تابع الموجة $\Psi_{||,r}$ (x) للإلكترونات القادمة من المسرى اليميني:

$$\psi_{\|,r}(x)=\begin{cases} t_1 e^{-ik_1(x-x_1)}, & x\approx x_{1,} \\ e^{-ik_r(x-x_r)}+r_r e^{ik_r(x-x_r)}, & x\approx x_r. \end{cases} \qquad (99.6)$$

يرمز k_l و k_r إلى تابعي الموجة في المقطع الأيسر والأيمن على التوالي.

يرتبط المعاملات العقدية r_r ,t_l ,r_l ,t_r بعدة علاقات أساسية لا تعتمد على تصميم الأداة. تعطي استمرارية التيار لكلا تابعي الموجة $\psi_{\|,1}(x)$ و $\psi_{\|,r}(x)$ العلاقتين:

$$k_1\left(1-|r_1|^2\right)=k_r|r_r|^2 \quad و \quad k_1\left(1-|r_r|^2\right)=k_1|t_1|^2. \qquad (100.6)$$

وهناك علاقتان مهمتان أيضاً:

$$|r_1|^2=|r_r|^2 \quad و \quad t_r{}^*t_1=t_r{}^*t_1=t_r t_1{}^*. \qquad (101.6)$$

باستخدام العلاقة (100.6) نحصل على:

$$k_r^2|t_r|^2=k_1^2|t_1|^2. \qquad (102.6)$$

بتعويض توابع الموجة (98.6) و (99.6) في العلاقة (10.3) التي تعرف تدفق الجسيمات، نحسب دفق الإلكترونات الداخل i_{in} والخارج i_{out}

$$i_{in}=v_1 \quad and \quad i_{out}=v_r|t_r|^2, \qquad (103.6)$$

حيث تمثل $\upsilon_1 = \hbar k_1 / m^*$ و $\upsilon_r = \hbar k_r / m^*$ سرعة الإلكترونات عند المقطع L و R على التوالي نسمي نسبة هاتين الكميتين "معامل الإرسال" للإلكترونات التي تتحرك عبر الأداة من اليسار إلى اليمين:

$$T_{1\to r}(E) = \frac{i_{out}}{i_{in}} = \frac{k_r}{k_1}\left|t_r\right|^2. \qquad (104.6)$$

ويعطى معامل الإرسال الموافق للإلكترونات التي تتحرك من اليمين إلى اليسار:

$$t_{r\to 1}(E) = \frac{k_1}{k_r}\left|t_1\right|^2. \qquad (105.6)$$

ونجد من المعادلات (102.6) و(104.6) و(105.6) أن:

$$t_{1\to r}(E) = t_{r\to 1}(E) = T\left(E_{\|}\right), \qquad (106.6)$$

حيث:

$$E_{\|} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \qquad (107.6)$$

تمثل $E_{\|}$ الطاقة الحركية الموافقة للمركبة الطولانية لاندفاع الإلكترون. وهكذا يكون معاملا الإرسال متساويين من أجل كلا الاتجاهين للإلكترونات القادمة. وتعرف النسبة بين تدفق الإلكترونات الواردة والمنعكسة معامل الانعكاس:

$$R(E) = \frac{i_r}{i_{in}} = \left|r_1\right|^2 = \left|r_r\right|^2. \qquad (108.6)$$

ومن الواضح أن:

$$T(E) + R(E) = 1. \qquad (109.6)$$

يمكننا الآن أن نأخذ بعين الاعتبار مساهمات جميع الإلكترونات الداخلة إلى الأداة من كلا المسريين في التيار الإجمالي. لندرس حالة الإلكترونات في المسرى الأيسر مثلاً مع الأعداد الكمومية m,n,k_x. يعطى عدد الإلكترونات في هذه الحالة بالعلاقة $2F_F\left(E(k_x,n,m) + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right)$ حيث ينتج المعامل 2 من تدهور اللف.

إذا كان طول الوصلة Lc يكون عدد الإلكترونات في واحدة الطول مساوياً لـــ $\frac{2F_F}{Lc}$. وتكون المساهمة الكلية للإلكترونات القادمة من اليسار في التيار الكهربائي معطاة بالعلاقة:

$$I_1 = -\frac{2e}{L_c}\sum_{n,m}\sum_{k_x \succ 0} v_{\|} T(E_{\|}) F_F\left(E(k_x,n,m)+\frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right). \quad (110.6)$$

وبشكل مماثل نحصل من أجل الإلكترونات القادمة من اليمين على العلاقة:

$$I_r = -\frac{2e}{L_c}\sum_{n,m}\sum_{k_x \prec 0} v_{II} T(E_{II}) F_F\left(E(k_x,n,m)+\frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right). \quad (111.6)$$

وبالتالي يكون التيار الكلي عبر الأداة:

$$I = I_1 - I_r = -\frac{2e}{L_c}\sum_{n,m}\sum_{k_x \succ 0} v_{\|} T(E_{\|})\left[F_F\left(E(k_x,n,m)+\frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right) - F_F\left(E(k_x,n,m)+\frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right)\right] \quad (112.6)$$

وبما أن سرعة الإلكترون $V_{\|}$ ومعامل الإرسال T مستقلان عن العددين الكمومين العرضانيين n وm في حالتنا، يمكننا أن نحسب المجموع من أجل قيم n و m . وبأخذ الشكل الصريح لتابع فيرمي F_F، نجد من المناسب تعريف تابع التوزع المتعلق فقط على الطاقة الحركية $E_{\|}$:

$$F_F(E_{\|}) = 2\sum_{n,m}\frac{1}{1+\exp\left(\frac{E_{\|}+\varepsilon_{n,m}-E_F}{k_B T}\right)}. \quad (113.6)$$

يمكننا استبدال المجموع من أجل قيم k_x، كما في المعادلة (30.6) بتكامل:

$$\sum_{k_x}\{...\} \to L_c\int\frac{dk_x}{2\pi}\{...\} = L_c\int\frac{dE_{\|}}{2\pi\hbar v_{\|}}\{...\}. \quad (114.6)$$

وينتج ختاماً العبارة التالية للتيار الكلي:

$$I = -e\int \frac{dE_{\parallel}}{2\pi\hbar} T\left(E_{\parallel}\right)\left[F_F\left(E_{\parallel} + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right) - F_F\left(E_{\parallel} - \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right)\right], \quad (115.6)$$

حيث تجري المكاملة على الطاقة الحركية للحركة الطولانية $E_{\parallel}$. لاحظ غياب سرعة الإلكترون في الصيغة النهائية للتيار الكلي I. يمكن تطبيق هذه النتيجة العامة على حالات مختلفة، ولندرس اثنتين منها.

أداة كبيرة في الاتجاهات العرضانية على المستوى الجهري

إن الأعداد الكمومية العرضانية في هذه الحالة هي أشعة الموجة $n=k_y$ و$m=k_z$ ولدينا:

$$\varepsilon_{n,m} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_y^2 + k_z^2\right).$$

يمكن حساب تابع المعادلة (113.6) كمايلي:

$$F_F\left(E_{\parallel}\right) = S\frac{m^* k_B T}{\pi\hbar^2} In\left[1 + \exp\left(\frac{E_F + E_{\parallel}}{k_B T}\right)\right], \quad (116.6)$$

حيث S تمثل مساحة المقطع. يعني الحد $F_F\left(E_{\parallel}\right)$ عدد الإلكترونات التي طاقتها $E_{\parallel}$. عندئذ تكون الكثافة للتيار الكلي $J = \frac{I}{S}$:

$$J = -e\frac{m^* k_B T}{\pi\hbar^2}\int \frac{dE_{II}}{2\pi\hbar} T\left(E_{\parallel}\right) In\left[\frac{1 + \exp\left(\dfrac{E_F - E_{\parallel} + \frac{1}{2}e\Phi_0}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\dfrac{E_F - E_{\parallel} - \frac{1}{2}e\Phi_0}{k_B T}\right)}\right] \quad (117.6)$$

وهذه نتيجة مفيدة فعلاً لأن المعادلة (117.6) تسمح بحساب علاقة تيار جهد لأداة نانوية البنية وارتباطها بكثافة الإلكترون والحرارة...، ولقد وجدنا تياراً منتهياً في

هذه الأداة المستقطبة حيث لا يحدث أي تبعثر؛ أي إن الأداة تملك مقاومة كهربائية، يمكن تفسير المقاومة بمعاملين:

الانعكاس الميكانيكي الكمومي لموجات الإلكترونات داخل الأداة

العدد المنتهي من الإلكترونات التي يمكن حقنها في الأداة.

لاحظ أننا لم نعتبر توزع الشحنات الكهربائية أي إننا فرضنا وجود تيارات صغيرة نسبياً.

ناقلية الأداة في درجات الحرارة المنخفضة، صيغة لانداوير Landauer:

لنعد إلى النتيجة العامة للمعادلة (112.6). يمكن تبسيطها إلى حد كبير من أجل النقل بجوار التوازن في درجات حرارة منخفضة. نعلم أن تابع توزع فيرمي F_F يصبح عند درجة حرارة الصفر تابع درجة (step function):

$$\lim_{T\to 0} F_F\left(E-E_F\right)=\Theta\left(E_F-E\right). \qquad (118.6)$$

إذا كان الجهد المطبق صغيراً يكون الفرق بين توابع التوزع في مجموعة المعادلة (112.6) مساوياً لــ:

$$F_F\left(E(k_x,n,m)+\frac{1}{2}e\Phi_0-E_F\right)-F_F\left(E(k_x,n,m)-\frac{1}{2}e\Phi_0-E_F\right)=e\Phi_0\delta(E_F-E), \qquad (119.6)$$

حيث أخذنا بعين الاعتبار أن مشتق تابع الدرجة هو تابع S. وعليه فإن التيار متناسب مع جهد الانحياز Φ_0

يمكننا أن نعرّف ناقلية الأداة النانوية البنية كالنسبة:

$$G=\frac{I}{\Phi_0}. \qquad (120.6)$$

نحصل من المعادلات (112.6) و(114.6) و(119.6) و(120.6) على الناقلية في درجات الحرارة المنخفضة وفق الصيغة:

$$G=\frac{e^2}{h}\sum_{n,m,s}T\left(E_F,n,m\right)=2\frac{e^2}{h}\sum_{n,m}T\left(E_F,n,m\right), \qquad (121.6)$$

حيث يمتد المجموع فقط على حالات الإلكترونات (n,m) ذات الطاقة $E_f>E$، ندعو المعامل الذي يسبق المجموع في المعادلة (121.6) والمعطى بالعلاقة (122.6) بكموم الناقلية (quantum of conductance):

$$G_0 = \frac{e^2}{h}, \qquad (122.6)$$

يمثل h ثابت بلانك؛ $h=2\pi\hbar$، حيث $\hbar$ هو ثابت بلانك المختزل، كما سبق ورأينا في الفصل الثاني. يساوي كموم الناقلية $G_0 = 39.6\mu S$ (1 $siemens=1S=1AV^{-1}$) يساوي مقلوبه $1/G_0=25.2\ k\Omega$. تدعى المعادلة (121.6) صيغة لانداوير.

من المناسب أحياناً أن ندرس حالات الإلكترونات الموافقة لأعداد كمومية مختلفة (n, m) بعبارة قنوات نقل إلكتروني منفصلة. وبهذا يمكن إعادة كتابة المعادلة (121.6) على النحو:

$$G = 2G_0 \sum_{n,m} T_{n,m} \qquad with \quad T_{n,m} = T(E_F, n, m). \qquad (123.6)$$

تساهم كل قناة (n,m) بالقيمة $G_0T_{n,m}$ في الناقلية G، إذا كانت القناة الموافقة للحالة (n, m) شفافة للإلكترونات $T_{n,m}=1$ ومساهمة هذه القناة تساوي كموم الناقلية المعطى بالعلاقة (122.6). يدعى هذا النمط بالمقذوفات الكمومية (quantum ballistics). وعليه يكون للأداة النانوية الأبعاد ناقلية منتهية (أو مقاومة منتهية). تعتمد الناقلية عادة على معامل الإرسال للأداة وعلى توابع توزع فيرمي للمساري. وعلى وجه الخصوص، حتى لو كانت الأداة شفافة تماماً $T=1$، تظل الناقلية منتهية وتساوي كموم الناقلية G_0. تعطي زيادة مشغولية الحزم الجزئية العليا ذات الأبعاد المنخفضة، ازدياداً لدرجة سلوك غير اعتيادي للناقلية. في الحقيقة تكون هذه الحزم الجزئية التي من أجلها تحقق طاقة المستويات الدنيا $k_BT << E_F$ مشغولة فقط، وذلك في درجات الحرارة المنخفضة، أي $\varepsilon_{n,m} < E_F$.

وإذا بدأ إشغال حزمة جزئية جديدة بالامتلاء نتيجة تغير طاقة فيرمي E_f، تزداد

ناقلية الأداة بطريقة تشبه الدرجة. بشكل مستقل عن عدد الإلكترونات التي تشغل هذه الحزمة الجزئية الجديدة.

وختاماً فإن صيغة لانداوير تصف النقل الكمومي في الأدوات الميزوسكوبية، وهي صالحة من أجل درجات الحرارة الدنيا وجهود انحياز صغيرة.

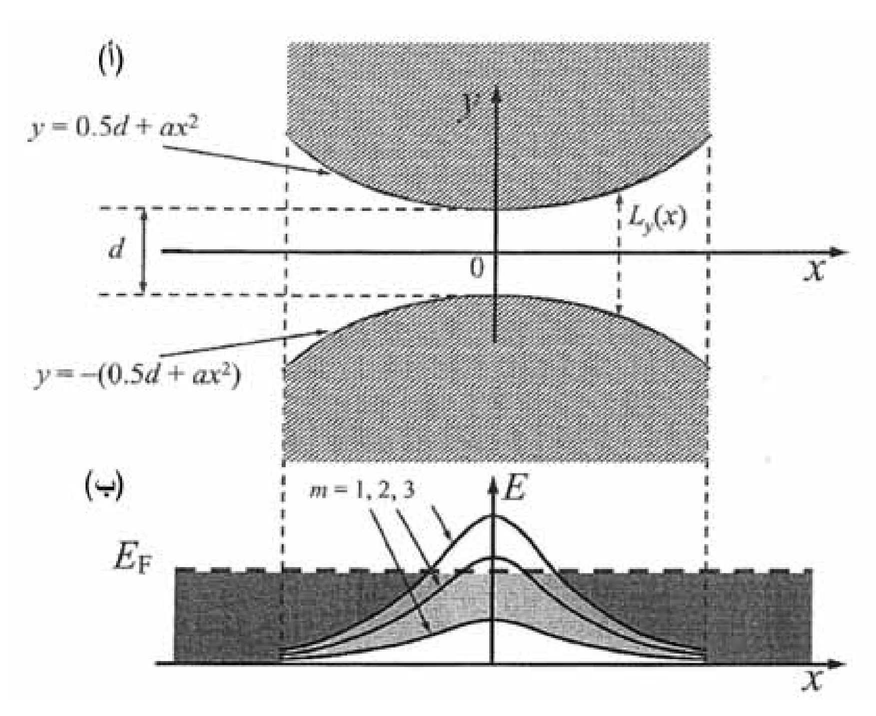
إن أبسط أداة ذات نقل مقذوفي كمومي هي "نقطة الوصل الكمومية" التي يمكن تصنيعها بطرق عديدة. وأصل نقطة الوصل الكمومية هو أن يتصل خزانا إلكترونات عبر منطقة نقل ببعدين عرضانين Lz و Ly يمكن مقارنتهما بطول موجة بروغلي للإلكترونات. يمثل الشكل 18.6 (أ) نقطة وصل في المستوي {x,y}

يحدث نقل الإلكترونات والتيار على طول الاتجاه x. يمكننا أن نفرض للتبسيط أن للقناة بعداً ثابتاً Lx في الاتجاهx. إذا كان التغير في بعد القناة في الاتجاه y أملسَ بشكل متساوي كمية الحرارة، يمكننا استعمال العلاقة (50.3) لحزم الطاقة الجزئية الأحادية البعد:

$$E_{k_x,n,m}=\frac{\hbar^2\pi^2n^2}{2m^*L_z^2}+\frac{\hbar^2\pi^2m^2}{2m^*\left[L_y(x)\right]^2}+\frac{\hbar^2k_x^2}{2m^*}, \qquad (124.6)$$

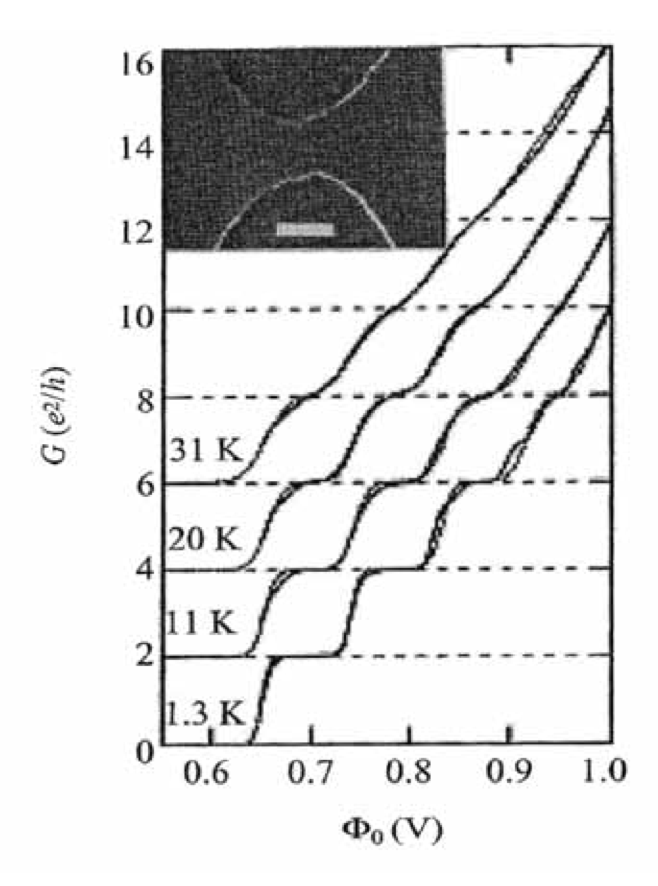
حيث استخدمنا تكميماً تقريبياً لحركة الإلكترونات في الاتجاه y وتكون منحنيات الكمون الناتجة، كما في الشكل 18.6 (ب) من أجل بضع حزم جزئية في البنية حيث (Lz<<Ly,m,n). ولدينا من أجل طاقة فيرمي المبينة قناة واحدة فقط مفتوحة لحركة الإلكترونات، ويكون للقناة الثانية حاجز صغير.

وحالما تبلغ طاقة فيرمي أدنى الحزمة الجزئية التالية تفتح قناة جديدة لإلكترونات النقل، وتبدي ناقلية نقطة الوصل هذه ازدياداً على شكل درجة. تبيّن هذه التصنيفات تكميم الناقلية بوضوح. وبما أن حواجز الكمون في التضيق عريضة نسبياً فإن احتمال العمليات النفقية يكون صغيراً. ونتيجة لذلك تكون كل قناة إما مفتوحة تقريباً. (معامل الإرسال T=1) أو مغلقة تقريباً. (T=0) أي إننا نتوقع قفزات في الناقلية تقارب القيمة العامة 2G0
.



الشكل 18.6: تمثيل هندسي لنقطة الوصل (أ) والطاقة المكممة E1,m في منطقة نقطة الوصل (L_z<<$L_{y,m,n}$) (ب). يظهر أن الإلكترونات يمكن أن تكون في كل الحزم الجزئية في المنطقة الغامقة. أما في المنطقة الفاتحة فيمكن أن تكون الإلكترونات في الحزمة الجزئية $\varepsilon_{1,1}$

لندرس كمثال التضيق المعرف بالحفر السطحي لبنية AlGnAs/GaAs بإلكترونات ثنائية البعد. ولتحقيق الحفر السطحي بحواف مضبوطة نستخدم قناعاً من Al بسماكة 13mm جرى تشكيله بالطبع الضوئي بشعاع إلكتروني باستخدام مجهر المسح الإلكتروني بجهد تسريع يساوي 2.5kV. يجري بعدئذ حفر العيّنة سطحياً، كما رأينا في الفصل الرابع. وبعد إزالة قناع الحفر يجري توضيع مسرى البوابة من الألمنيوم يغطي التضيق. وبتطبيق جهد على البوابة يمكننا التحكم بكثافة الإلكترونات، وبالتالي بطاقة فيرمي. يظهر الشكل 19.6 صورة مسح إلكتروني لتضيق محفور سطحياً. يتميز شكل التضيق المحفور بعاملين: (1) عرض التضيق d و(2) الانحناء a للقطوع الناقصة التي تصف الجدران المحفورة سطحياً للتضيق المبيّن بالصورة.



الشكل 19.6: تكميم الناقلية G عند درجات الحرارة T=1.3 و11 و20 و 31 K. الصورة: تضيق محفور سطحياً

أعيد طبعها بإذن من: A. Kristensen [et al.], "Conductance Quantization above 30 K in GaAlAs Shallow-etched Quantum Point Contacts Smoothly Joined to the Background 2DEG," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 1 (January 1998), p. 607 © 1998 by the American Physical Society.

إذا وضعنا جملة الإحداثيات {x,y} في مركز التناظر التضيق تتبع الجدران المحفورة المعادلة:

$$y = \pm\left(0.5d + ax^2\right). \qquad (125.6)$$

إن لموصلة الكموم الممثلة في الشكل 19.6 المعاملين a=0.00125nm−1 وd=50mm. باستعمال الحد الثاني في المعادلة (124.6) يمكننا تقدير مسافات الطاقة بين الحزم الجزئية الدنيا في المقطع الصغي للتضيق، وتكون 20meV و16meV و11meV ... الخ. تظهر العيّنة تكميماً محدداً للناقلية في درجات الحرارة الدنيا، كما يوضح الشكل 19.6 من أجل سلسلة من القياسات في درجات حرارة مختلفة.

إن الارتفاع في الناقلية يقترب من القيمة العامة 2G0 من أجل كل خطوة.

النقل الأحادي الإلكترون

لقد افترضنا في الحالات السابقة من نقل الإلكترونات أن عدد الإلكترونات المشاركة في هذا النقل كبير لدرجة أن الطبيعة المتقطعة للإلكترونات لا تهم. ولا تبقى هذه الفرضية صالحة من أجل الأدوات الصغيرة التي تعمل بتيارات صغيرة. ويظهر في هذه الحالة نمط جديد من نقل الإلكترونات المرتبط بالشحنة، الذي يدعى "النقل الأحادي الإلكترون". سنقدم فيما يلي المفاهيم الأساسية لنمط النقل هذا.

إن الصفة المتقطعة للإلكترونات في المواد شبيهة بالركيزة وفي الأدوات الجهرية، لا تظهر بشكل عام في المميزات الاعتيادية لكثافة الإلكترونات المحلية والتيار الكهربائي الكلي.. الخ. إلا أن الصفة المتقطعة تبدو بالمساهمة في ضجيج التيار (التأرجح) حتى من أجل العيّنات الجهرية، كما هو معروف، وعلى سبيل المثال فإن ما يعرف بضجيج الضربة يعزى كلياً إلى الصفة المتقطعة لشحنة الإلكترون فهو يظهر بسبب العملية العشوائية لدخول الإلكترونات إلى الأداة.

وعندما يجري تخفيض أبعاد الأدوات يتصعد أثر الصفة المتقطعة للشحنات. وفي حالة الأدوات البالغة الصغر تسبب الصفة المتقطعة لشحنة الإلكترونات آثاراً جديدة في نقل الإلكترونات. ويصبح هذا النقل مترابطاً، أي إن نقل إلكترون واحد عبر الأداة، يعتمد على نقل الآخرين. ويظهر هذا الارتباط بسبب تأثير كولون المتبادل للإلكترونات المفردة. ويعتمد صف جديد من الأدوات، التي تدعى الأدوات الأحادية الإلكترون على هذه العمليات.

تتوقف الآثار الأحادية للإلكترون على عملية الشحن التي تجرى عندما تدخل

الإلكترونات عيّنة ناقلة صغيرة. وعندما تكون هذه العيّنة، التي تدعى جزيرة معدنية، بالغة الصغر يزداد الكمون الساكن للجزيرة بشكل كبير وحتى عندما يدخلها إلكترون واحد. تعطى طاقة الشحن للعيّنة بالمعادلة:

$$E_C = \frac{Q^2}{2C}, \qquad (126.6)$$

حيث تمثل Q الشحنة و C السعة للعيّنة. وتعطى السعة لجزيرة كروية نصف قطرها r بالعلاقة:

$$C = 4\pi \in_0 \in r. \qquad (127.6)$$

فمثلاً من أجل جزيرة نصف قطرها r=10nm تكون السعة من رتبة $10aF=10^{-17}F$ حيث F (فاراد) وحدة السعة ($1\ aF = 1\ attofarad = 10^{-18}\ F$). وعليه، فإن زيادة في الجهد $\Delta\Phi = \frac{\Delta\Phi}{c}$ يساوي $\frac{e}{C}$ حيث e شحنة الإلكترون و$e=1.602\times10^{-19}C$ تؤدي إلى زيادة في الطاقة $\Delta E=e\Delta\Phi=16meV$. وهذا يقارن بـــ "طاقة الضجيج الحراري" عند درجة حرارة الغرفة $k_BT\approx26meV$. إذا انتقل إلكترون واحد إلى الجزيرة فإن دفع كولون يمنع الإلكترونات الإضافية من دخول الجزيرة ما لم يجرِ خفض كمون الجزيرة عمداً عن طريق تطبيق انحياز خارجي . وإذا جرى هذا التخفيض تدريجياً يمكن أن تدخل الإلكترونات الإضافية الجزيرة واحداً تلو الآخر مع تسريب استطاعة صغير.

يمكننا تعريف الأداة الأحادية للإلكترون بأنها بنية نانوية بسعة صغير لدرجة أن إلكتروناً واحداً يضاف إلى الأداة يولّد تغير جهد يمكن قياسه على الأداة. يمكن وصف الخواص الأساسية للأدوات الأحادية الإلكترون باستخدام مثل النظام المعروف : وصلة نفقية معزولة I بين مسريين ناقلين M (نصف ناقل شديد الإشابة أو معدن)، كما هو موضح بالشكل 20.6 من أجل جملة معدن− عازل (M−I−M). لتكن هذه الوصلة مميزة بسعة C وناقلية G صغيرة. وتكون ناقلية الوصلة G صغيرة بما يكفي لاعتبار الجمل كمكثفة تسريب.. لتكن شحنة الوصلة Q عندما يتسرب إلكترون عبر العازل، تتغير

الشحنة الكهرساكنة الابتدائية بقيمة الشحنة e فقط:

$\phi \to (\phi - e)$. وعليه بناءً على العلاقة (126.6) تتغير الطاقة الكهرساكنة للوصلة بالمقدار:

$$\Delta E_C = \frac{(Q-e)^2}{2C} - \frac{Q^2}{2C} = -\frac{e(2Q-e)}{2C}. \qquad (128.6)$$

ويتغير فرق الكمون بين اللبوسين من:

$$\Phi_1 = Q/C \qquad (129.6)$$

إلى:

$$\Phi_2 = (Q-e)/C. \qquad (130.6)$$

وعليه فإن نقل إلكترون واحد يعطي تغير جهد عبر الوصلة يساوي:

$$\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = e/C, \qquad (131.6)$$

الذي يوافق تغير تيار تسريب:

$$\Delta I = G\Delta\Phi. \qquad (132.6)$$

يمكن تقدير التيار المتعلق بنقل أحادي الإلكترون بالاعتبارات الوصفية التالية:

إن علاقة الارتياب المعطاة بالعلاقة (8.3) بين الطاقة والزمن تسمح بتقدير الحالة الحدية للزمن النفقي τ_t لهذه الوصلة:

$$\tau_t \geq \frac{h}{\Delta E_C}. \qquad (133.6)$$

وبدوره يكون التيار الكهربائي:

$$I_t = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \qquad (134.6)$$

المرتبط بالمرور النفقي لإلكترون وحيد

$\left(\Delta Q = e,\ \ \Delta t = \tau_t,\ \ and\ \ \Delta Ec = -e^2/(2C)\right)$ معطى بالعلاقة:

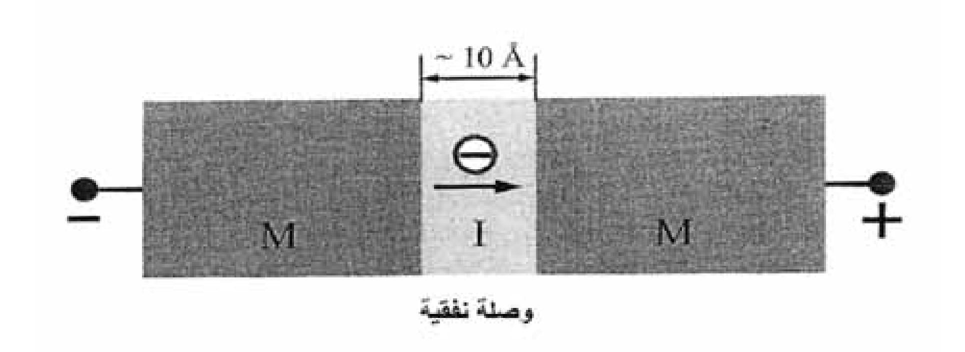
$$I_t \approx \frac{e}{\tau_t} \geq \frac{e^3}{2hC}. \qquad (135.6)$$

إذا كان هذا التيار أكبر من تغير التيار الناتج من تغيّر الجهد $\Delta\Phi$، أي إن:

$$I_t \geq \Delta I = G\Delta\Phi = G\frac{e}{C}, \qquad (136.6)$$

فإن عمليات النقل الأحادية الإلكترون ستتحكم بالتيار الكهربائي عبر الوصلة. تقود المتراجحة الأخيرة إلى الشرط:

$$\frac{e^2}{h} >> G. \qquad (137.6)$$



الشكل 20.6: الجمل الأبسط (M–I–M) (معدن – عازل – معدن) الأحادية الإلكترون: وصلة نفقية ذات سعة صغيرة C. يظهر في الشكل النقل الأحادي الإلكترون

لاحظ أن قيمة الجهد اليسرى من الشرط (137.6) تتطابق مع كموم الناقلية $G_0 \equiv \frac{e^2}{\hbar}$ المذكورة في صيغة لانداوير في المعادلة (121.6).

يمكننا بالنتيجة القول إن كمون طاقة كولون التي تشحن الأداة أكبر من الطاقة الحرارية k_BT، وإذا كان التيار الكهربائي المرتبط بالنقل الأحادي الإلكترون أكبر من

تذبذب تيار التسريب فإن نقل الإلكترونات مترابط، وتكون آثار الإلكترون الوحيد كبيرة. يمكن صياغة شروط النقل الأحادي الإلكترون كما يلي:

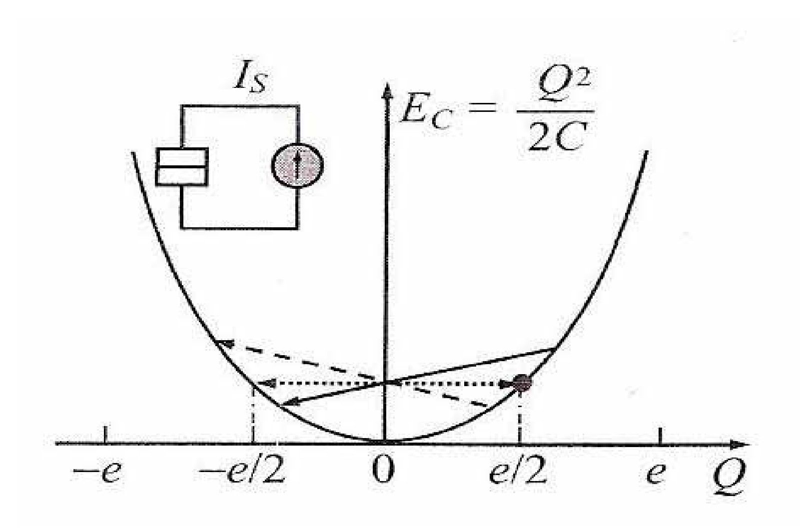
$$C << \frac{e^2}{k_B T} \quad و \quad G << \frac{e^2}{h}; \qquad (138.6)$$

أي إنه يتوجب أن تكون كلٌّ من السعة وناقلية التسريب للأداة صغيرة.

نستطيع الآن أن ندرس فيزياء النقل الأحادي الإلكترون باستخدام الدارة الكهربائية في الشكل 21.6

نفترض حالة أن الوصلة النفقية في الدارة مشحونة بمنبع تيار Is يبدأ تيار المنبع بشحن الوصلة ببطء اعتباراً من الزمن t=0 حيث لا تحمل المكثفة أي شحنة على لبوسيها.

وتكون الزيادة في شحنة لبوسي المكثفة e>Q من أجل معدل شحن معطى وزمن صغير.



الشكل 21.6: طاقة الشحن E_c لوصلة نفقية بسعة C وشحنة أحد اللبوسين Q. يمثل السهم الغامق المستمر حوادث عبور نفقي للإلكترونات محفزة بالطاقة

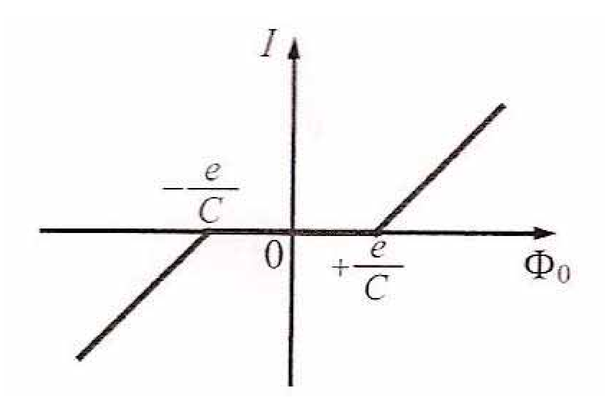
يمكن للبوسين الجهريين أن يشحنا بشحنة أقل من شحنة إلكترون وحيد عن طريق إزاحة إلكترونات النقل في اللبوسين بالنسبة إلى الأيونات الموجبة للشبكة (أي ما يدعى بشحنة الاستقطاب).

عندما يشحن مصدر التيار من أحد اللبوسين إلى $\frac{+e}{2}$ واللبوس لآخر إلى $\frac{-e}{2}$ يكون فرق الشحنة بين اللبوسين مساوياً 1e. وتبلغ الطاقة الكهرساكنة للوصلة القيمة المشار إليها بنقطة في الشكل 21.6. يمكن للشحنة 1e أن تنتقل نفقياً عبر الوصلة، كما هو معبّر عنه بالسهم المنقط في الشكل 21.6.

وهكذا فقبل النقل النفقي كانت شحنة اللبوسين $(\frac{-e}{2},\frac{+e}{2})$ وأصبحت بعد النقل النفقي $(\frac{+e}{2},\frac{-e}{2})$. ونرى من الشكل 21.6 أن نقل الشحنة لا يغير طاقة الوصلة. إن كلا توزعي الشحنة متماثلان. وبسبب ذلك لاشيء يمنع الإلكترون من العودة إلى الحالة الابتدائية، وهكذا دواليك. وعلى كل حال، يستمر مصدر التيار في شحن اللبوسين، ويصبح النقل النفقي، المبيّن بسهم غامق، مواتياً من حيث الطاقة (أي أن ΔE_c في المعادلة (128.6) تصبح سالباً)، ويصبح من غير المحتمل أن يعود الإلكترون إلى لبوس المكثفة الابتدائي. وبالتالي نحصل في الواقع على النقل النفقي لإلكترون وحيد، ويبدأ النظام بمراكمة الشحنة لإعطائها إلى النقل النفقي للإلكترون التالي، الأمر الذي سيحدث بعد مرور بعض الوقت. يعني تتالي حوادث النقل النفقي أن تدفق الإلكترونات شديد الترابط. يظهر الشكل 21.6 كل أحداث النقل النفقي المذكورة.

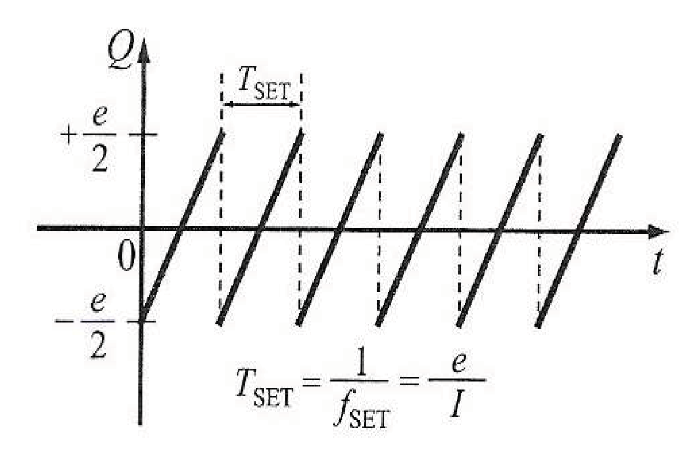
يمكننا أن نرى بدءاً من المعادلة (128.6) أي إن نقل الإلكترونات محظور من أجل شحنة مكثفة صغيرة $(\frac{-e}{2}<Q<\frac{+e}{2})$ (تكونΔ Ec لشحنة مثيلة Q موجبة). يدعى هذا الأثر الفيزيائي "حاجز كولون". إذا كانت شروط المعادلة (138.6) محققة، تلعب طاقة الشحن دوراً مسيطراً في النظام، ولا يكون نقل الإلكترون النفقي مواتياً، وفي درجات الحرارة المنخفضة لا يكون النقل النفقي ممكناً إطلاقاً. يظهر الشكل 22.6 هذه النتائج في منحني التيار بدلالة الجهد.

والخاصة الأساسية في هذا المنحني هي الحذف الكامل للتيار في مجل محدود لجهد الانحياز $\frac{-e}{C} < \Phi_0 < \frac{+e}{C}$.



الشكل 22.6: منحني التيار بدلالة الجهد تحت شرط حاجز كولون. يكون التيار معدوماً بارتباطات كولون في المجال من $\frac{-e}{c}$ إلى $\frac{+e}{c}$

يعتمد ظهور النقل المترابط بشدة على الدارة الخارجية التي ترتبط بها وصلة نقل الإلكترون الوحيد النفقي. لتكن ممانعة الدارة الخارجية Z(ω). إذا كانت الممانعة صغيرة من رتبة $\left|Z(\omega) << G_0^{-1}\right|$ من أجل الترددات الكبيرة $\omega \approx \frac{1}{\tau_t} \approx \frac{e^2}{hC}$ فإن تذبذب الشحنة في الدارة أكبر من الشحنة الأولية e، وكل آثار الترابط تزول. إذا كانت ممانعة الدارة في المجال المتوسط تبدي الوصلة حاجز كولون في مجال الانحياز من $\frac{-e}{C}$ إلى $\frac{+e}{c}$كما يظهر الشكل 23.6، إلا أنه لا يوجد أي ترابط بين حوادث النقل النفقي خارج هذا المجال.



الشكل 23.6: اهتزازات بلوخ Bloch التي تبدي ارتباط شحن الوصلة مع الزمن

وختاماً، يحدث نمط تيار خاص من أجل $\left|Z(\omega) >> G^{-1} >> G_0^{-1}\right|$ حيث يمكن اعتبار الدارة الخارجية كمنبع ثابت لتيار مستمر. يسبب هذا التيار إعادة شحن الوصلة داخل مجال حاجز كولون بدون نقل إلكترون نفقي، وهو يوافق تغيراً خطياً للشحنة بدلالة الزمن ($\frac{d\phi}{dt}=I=$ثابت). عندما نصل إلى حافة مجال الحاجز ينتقل الإلكترون نفقياً عبر الوصلة. ويجد النظام نفسه في مجال الحاجز مجدداً – قرب الحافة الأخرى– وتتكرر العملية. انظر الشكل 23.6 وهكذا نحصل على اهتزازات زمنية للشحن بتردد f_{set} يحدده التيار:

$$f_{SET}=\frac{I}{e}. \qquad (139.6)$$

وهو ما يدعى بتردد اهتزازات النقل النفقي لإلكترون وحيد أو اهتزاز بلوخ.

إن المنحني اللاخطي للتيار بدلالة الجهد والاهتزازات وغيرها من آثار الإلكترون الواحد تؤدي إلى مقاربة جديدة إلى الإلكترونيات المنخفضة الطاقة. إن حقل أدوات الإلكترون الواحد يتطور بسرعة، وله تطبيقات مستقبلية عديدة. ولقد جرى اقتراح أدوات كترانزستور الإلكترون الواحد والباب الدوار ومضخة الإلكترون الواحد بناءاً على أن هذه الآثار، وعلى الرغم أن هذه النتائج جرى تحقيقها في درجات حرارة منخفضة، فإن التقانة

الحديثة تهدف إلى تمديدها إلى درجة حرارة الآزوت السائل وحتى درجة حرارة الغرفة.

6.6 ملاحظات ختامية

لقد رأينا في هذا الفصل أن عدداً من أنماط نقل الإلكترونات يمكن أن تحدث في أنصاف النواقل وبناها النانوية. يمكن تمييز هذه الأنماط بقيم مختلفة لسرعة الإلكترون وطويلة التيار وارتباطات التيار بالجهد المختلفة... الخ، يمكن أن تتصرف الإلكترونات كجسيمات نصف تقليدية أو كجسيمات كمومية، إذا كان بعد الأداة مع التيار أكبر من طول موجة بروغلي. تكون حركة الإلكترونات تقليدية.

ويمكن أن تكون الحركة بشكل انتشاري عندما تتعرض الإلكترونات لاصطدامات متعددة تسببها تشوهات البلورة واهتزازات الشبكة. يحدد مدى هذه الاصطدامات سرعة الإلكترون الوسطية التي يمكن تحقيقها في حقل كهربائي معطى.

إذا كان الحقل صغيراً تكون السرعة الوسطى تابعاً خطياً للحقل. ويكون معامل الخطية للعلاقة بين السرعة الوسطى والحقل هو حركية الإلكترون (الثقب). وتكون الحركية في المواد والبنى المثالية كبيرة ومحدودة بالبعثرة باهتزازت الشبكة. وتبلغ الحركية قيمة كبرى من أجل نظم كهذه في درجات الحرارة المنخفضة حيث تخفض هذه الاهتزازات. وتكون القيمة محدودة بالبعثرة بالشوائب. تعتبر الحركية الخاصة الأهم للتطبيقات الإلكترونية. تحدد كثافة الإلكترونات والحركية وهندسة العيّنة ناقليتها الكهربائية أو مقاومتها الكهربائية. ولقد حللنا تعديل النقل في الحقول الكهربائية المهتزة ووجدنا أن استجابة التيار تعرف بخاصة معقدة ومتعلقة بالتردد وهي الممانعة.

ثم درسنا سلوك الإلكترونات في الحقول الكهربائية المرتفعة وشرحنا آثار الإلكترونات الحارة وآثار زمن العبور. وبين الآثار الأخيرة هناك ظاهرة ازدياد السرعة، أي حدوث سرعة كبيرة جداً في فترة زمنية قصيرة وهي الأهم في الأدوات الفائقة السرعة.

وعملياً يمكن تحقيق آثار زمن العبور بما فيها ازدياد السرعة، في الأدوات

القصيرة. وتحديداً يؤثر تشكل فراغ الشحنة في التيار. يزيد فراغ الشحنة الإلكتروني المقاومة الكهربائية وتعرف هذه الحالة بالنقل المحدود بفراغ الشحنة.

ولقد درسنا وقارنا بين ديودات قصيرة بأطوال مختلفة من الديود الانتشاري إلى الأداة المقذوفية، ووجدنا أن خواصه الكهربائية مختلفة عن خواص العيّنات الشبه خام، وبوجه خاص تكون منحنيات التيار بدلالة الجهد لاخطية. ولقد أظهرت حسابات الممانعة، التي تحدد خواص الترددات العالية لهذه الديودات أن مجال الترددات التي تكون خلال استجابة الأداة عالية مرتبط بشكل مباشر بزمن عبور الإلكترونات عبر الأداة. وعليه يمكن تحقيق الترددات العالية جداً فقط من أجل الأدوات القصيرة (ذات البعد النانوي).

وقمنا بتحليل الأنواع الأبسط من النقل الكمومي، ووصلنا إلى نتيجة غير عادية: تمتلك الأداة الكمومية مقامة منتهية (ناقلية) وحتى إذا كانت البعثرة غائبة كلياً.

وسبب أن المقاومة المنتهية في غياب البعثرة هو الانعكاس الكمومي–الميكانيكي لموجات الإلكترونات من التواجه بين الأقطاب والأداة الكمومية. وناقشنا تكميم الناقلية لأداة كمومية فيها حركة إلكترونات أحادية البعد. إن تكميم الناقلية مرتبط بتكميم طاقة الإلكترون وتظهر كسلوك متعدد الدرجات للتيار الكهربائي.

وختاماً، فقد درسنا التيارات الكهربائية في الأدوات الصغيرة لدرجة أن الإلكترونات يمكن أن تنتقل فقط واحداً تلو الآخر بسبب تدافع كولون. ولنمط نقل الإلكترون الوحيد خواص غير اعتيادية يمكن استخدامها في الأدوات الإلكترونية البالغة الصغر.

يمكن الحصول على معلومات إضافية حول الأنماط المختلفة للتيار الكهربائي في:

- K. Hess, *Advance Theory of Semiconductor Devices* (New York: Wiley-IEEE Press, 1999).
- D. K. Ferry, *Semiconductors* (New York: Macmillan Publishing Company, 1991).
- I. Ipatova and and V. V. Mitin, *Introduction to Solid State Electronics* (New York: Addison-Wesley Publishing Company, 1996).

– V. V. Mitin, V. A. Kochelap, and M. A. Stroscio, *Quantum Heterostructures* (New York: Cambridge University Press, 1999).

ولمزيد من المعلومات حول النقل النفقي وتطبيقاته في فيزياء الأدوات، يمكن للقارئ العودة إلى المراجع التالية:

– Rolf Landauer, "Electrical Resistance of Disordered One-dimensional Lattices," *Philosophical Magazine*: vol. 21 (1970), p. 863.
– Harold L. Grubin, David K. Ferry, and C. Jacoboni, eds., *The Physics of Submicron Semiconductor Devices* (New York: Plenum Press, 1989).
– C. Jacoboni, L. Reggiani, and D. K. Ferry, eds., *Quantum Transport in Semiconductor* (New York: Plenum Press, 1992).

تقدم المراجع التالية دراسة النقل المحدود بالشحنات ونقل الإلكترون الوحيد:

– Murray A. Lampert and Peter Mark, *Current Injection in Solids* (New York: Academic Press, 1970).
– K. K. Likharev, "Correlated Discrete Transfer of Single Electrons in Ultrasmall Tunnel Junctions," *IBM Journal of Research and Development*: vol. 12 (1988), p. 144.
– H. Kosh and H. Lübbig, eds., *Single-Electron Tunneling and Mesoscopic Device* (Berlin: Springer-Verlag, 1992).

7.6 مسائل

1. لندرس بلورة كبيرة من GaAs حيث كتلة الإلكترون الفعالة $m^*=0.067m_0$ حيث m_0 هي كتلة الإلكترون الحر، وحيث إن الحركية $\mu=10^5 cm^2V^{-1}s^{-1}$ عند $T=77K$. احسب ما يلي باستخدام العلاقات المعطاة في الفقرتين 2.6 و5.6 والمعادلة (50.6) $(\mu=-e\tau_e/m^*)$

– طول موجة بروغلي λ

- زمن البعثرة τe

- سرعة الإلكترون الحرارية υ_T

- المسار الحر الوسطي l_e

- معامل الانتشار D ($D=\frac{\upsilon_T^2\tau_e}{\alpha}$، حيث 3= α من أجل مادة كبيرة)

حدد أنماط النقل للأدوات أبعادها Lx=0.05 ,0.5 ,5μm

2. خُذْ بلورة كبيرة وبئرها كمومياً سماكته 10nm وسلكاً كمومياً مقطعه 10nm x 10nm يبلغ تركيز الإلكترونات المحدد من أجل هذه العيّنات 10^{12}cm^{-2} و 10^{6}cm^{-1} و 10^{18}cm−3 ويوافق كثافة الإلكترونات الثلاثية الأبعاد نفسها.

احسبْ وقارنْ بين القيم التالية من أجل هذه الحالات الثلاث باستخدام نتائج الفقرة 3.6:

شعاع موجة فيرمي k_F وطول موجة بروغلي الموافق ($\lambda=\frac{2\pi}{k_F}$)

طاقة فيرمي Ef

سرعة فيرمي $\upsilon_F=\sqrt{\frac{2E_F}{m^*}}$

3. بفرض أن درجة حرارة الوسط T=4K أثبت أن غاز الإلكترونات المدرس في المسألة السابقة متردٍ في الحالات الثلاث كلها. تعطى الطاقة الحرارية لغاز غير مترد $E_T=\frac{\alpha}{2}k_BT$ حيث $\alpha=3$ و2 و1 من أجل قطعة كبيرة، وبئر كمومي وسلك كمومي على التوالي، وتكون السرعة الحرارية $\upsilon_T=\sqrt{\frac{2E}{m^*}}$.

احسبْ هذه العوامل. علِّلْ باستخدام مبدأ استثناء باولي لماذا تكون طاقة فيرمي وسرعة فيرمي أكبر من المميزات الموافقة E_T وv_T من أجل غاز غير متردٍ لجسيمات لها نفس الكتلة *m.

4. رأينا في الفقرة 4.4 أن أطياف الطاقة للثقوب تكون متردية من أجل العديد من المواد النصف الناقلة r، وتتكون من فرعين: الثقوب الخفيفة $E_{lh} = \hbar^2 k^2 / \left(2m_{lh}^*\right)$ والثقوب الثقيلة $E_{hh} = \hbar^2 k^2 / \left(2m_{hh}^*\right)$.

لنفرضْ أن كلتا الحزمتين الجزيئيتين للثقوب مشغولتان بتركيز n_{lh} و n_{hh} على التوالي.

إن للثقوب نفس طاقة فيرمي في كلتا الحزمتين الجزيئيتين.

أَوْجِدِ العلاقةَ بين تركيزي الثقوب الخفيفة والثقيلة.

5. تمتلك كثافة الحالات كتابع للطاقة شكل درج من أجل الآبار الكمومية. احسب باستخدام المعادلة (45.6) ارتفاع الدرجات من أجل الكثافة في واحدة السطوح في حالة بئر كمومي من GaAs.

6. استخدمْ أطياف الطاقة للثقوب الخفيفة والثقيلة في المسألة 4، وقارنْ بين كثافة الحالات من أجل الثقوب الخفيفة والثقيلة في عينات كبيرة. أيٌّ من هاتين الحزمتين الجزيئيتين للثقوب مشغولة أكثر تحت شروط التوازن.

7. لنأخذ ديوداً قصيراً طوله L_x مع نقل انتشاري محدود بفراغ الشحنة. وليكن Φ_0 الجهد المطبق على الديود. ولإجراء الحسابات علينا تحديد شروط صحة مفهوم الديود الانتشاري. ولهذا علينا الجمع بين المعادلة (12.6) وشرط غياب تسخين الإلكترونات في الديود أي $F(x) < F_{he}$ حيث F_{he} معرفة بالمعادلة (81.6)

باستخدام معادلة الحقل $F \leq \Phi_0/L_x$ أثبت أن مفهوم الديود يعمل من أجل الجهد. أثبت أن هذه الشروط يمكن تحقيقها بتحقيق الشرط $L_x > \sqrt{\mu \tau_E k_B T / e}$

بفرض درجة حرارة الغرفة ومعاملات المادة $\mu = 10^3 cm^2 v^{-1} s^{-1}$ و $e = 10^{-}$

$\tau^{10}s$. احسبِ الطولَ الحرجَ L_x . من أجل $L_x=5\mu m$ و $\Phi_0=0.1v$، أوجدْ كثافة التيار الكهربائي J وزمن عبور الإلكترونτ_{tr} .

8. لنأخذ ديوداً GaAs حيث تبلغ كتلة الإلكترونات الفعلية $m^*=0.067m_0$. وبفرض درجة حرارة الآزوت السائل T=77K، تبلغ حركية الإلكترونات $=10^5cm^2v^{-}$ μ^1s^{-1}

احسبِ المسارَ الحرَّ الوسطي $L_e= V_t\ e\tau$. اجعلْ طول الديود $L_x=L_e$، أي افرضْ أن الديود أداة مقذوفية.

احسب كثافة التيار J وزمن العبورτ_{tr} من أجل الديود المقذوفي عند $\Phi_0=0.1v$ وقارنْ نتيجتك بالمعاملات المحسوبة في المسألة 7.

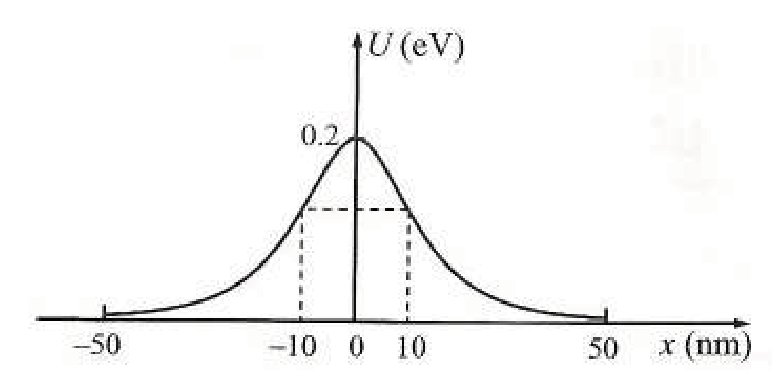
9. تتضمن صيغة لانداوير (121.6) معامل الإرسال T(E) المتعلق بالطاقة. من المفيد مناقشة هذه الصيغة باستخدام مثال يكون فيه الحل المضبوط لمعادلة شرودنغر الميكانيك الكمومي معروفاً. وهذه حالة حركة الإلكترونات في كمون يحقق العلاقة $U(x)=\dfrac{U_0}{\cosh(x/d)}$ المبيّنة في الشكل (24.6). يمكننا أن نرى أن لحاجز الكمون هذا ارتفاعاً مساوياً V_0، وأن البعد الفراغي المميز يساوي d، ويكون لعامل الإرسال الصيغة:

$$T\left(E\right)=\frac{\sinh^2\left(\pi k_\chi d\right)}{\sinh^2\left(\pi k_\chi d\right)+\cosh^2\left(\dfrac{\pi}{2}\sqrt{\dfrac{8m^*U_0d^2}{\hbar^2}-1}\right)},for\ \frac{8m^*U_0d^2}{\hbar^2}>1,$$

حيث يمثل $\sqrt{2m^*E/\hbar}$ شعاع موجة الإلكترون الوارد. افرضْ أن الحزمة الجزئية الأحادية البعد مشغولة وحدها بالإلكترونات n=m=1.

اجعلِ القيمَ التاليةَ، كما في حالة GaAs: $V_0=0.2eV$, $d=10nm$,
$m^*=0.067m_0$

وباستخدام العلاقة T(e)، احسبِ الناقليةَ G كتابع لطاقة فيرمي.



الشكل 24.6: حاجز كمون $(J(n)=V_0/cosh(x/y))$ من أجل $d=10nm$ و $U_0=0.2ev$

الفصل السابع

الإلكترونات في البنى التقليدية صغيرة الأبعاد

1.7 مقدمة

نبدأ الآن تحليلنا للتطورات الجديدة في الإلكترونيات، التي نتجت من استخدام البنى النانوية في الأدوات الإلكترونية الحديثة. تجعل سمات التقانة النانوية ممكناً أن نتابع كلاً من الأدوات ذات الأبعاد الأصغر والأنواع الجديدة من الأدوات. وبالرغم من أن السعي الحالي إلى التصغير في الإلكترونيات مهم جداً، فإن الخواص الفريدة للإلكترونات في البنى النانوية تعطي آثاراً كهربائية وبصرية وتفتح الطريق لمفاهيم أدوات جديدة. ويتحدد التيار الكهربائي والجهد في أداة بعاملين هامين: التركيز وخواص النقل لحوامل الشحنة. يمكن التحكم بهذين العاملين في البنى النانوية وعلى نطاقات واسعة. سندرس في هذا الفصل وفي الفصل التالي البنى النانوية التي يكون فيها هذان العاملان مهمين لهندسة الإلكترونيات. ويجري الاستفادة من ذلك في كلٍ من مخابر البحث والإلكترونيات النانوية العملية على حدٍّ سواء.

وللتمييز بين البنى النانوية التي لها تطبيقات حالية وتلك التي لا تزال حديثة، نشير إلى النوع الأول بالبنى التقليدية صغيرة الأبعاد (traditional low–dimensional structures).

2.7 الإلكترونات في الآبار الكمومية

ندرس في هذا المقطع بعض الأمثلة الخاصة للبنى النانوية ذات الإلكترونات الثنائية البعد (two dimensional electrons). وكمنطلق لتحليلنا سنذكر ونطور العديد من تعاريف وخواص غاز الإلكترونات التي سبق وأوردناها.

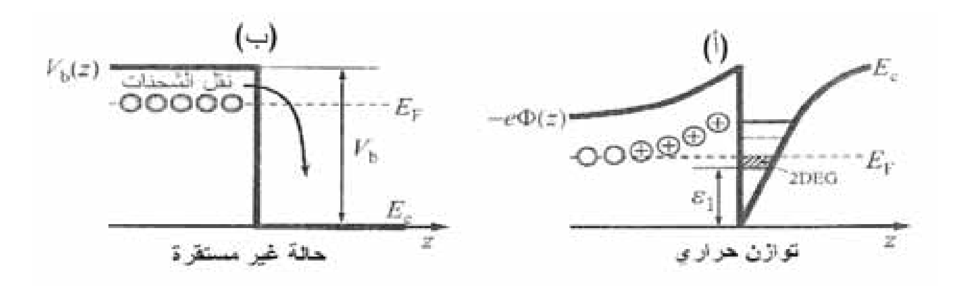
إن أثر انزياح الحزمة الذي سيحدث عند وصلة مادتي نصف ناقل والتي عرفناها في الفقرة 5.4 غير ألفة الإلكترونات مهم جداً فيما يلي. وكما سبق وذكرنا، فإن ألفة الإلكترونات هي الطاقة اللازمة لإزالة الإلكترون من حزمة النقل لمادة محددة إلى الخلاء. ويساوي الفرق بين الألفة لمادتين متجاورتين انزياح حزمة النقل عند الوصل الهجين.

وهناك عامل مفيد آخر يتمثل في تابع العمل الذي يعرف بأنه الطاقة اللازمة لإزالة الإلكترون من مستوى فيرمي للمادة إلى الخلاء. وسنستخدم أخيراً الخاصة الأساسية لإحصاء الإلكترونات الذي يؤدي إلى أن مستوى فيرمي ثابت في عموم النظام.

الوصلات المتباينة المفردة ذات الإشابة المعدلة

دعنا بداية نحلل وصلة متباينة لنصف ناقل مفرد بشكل وصفي. لنأخذ وصلة نصفي ناقلين بتقارب ينتج منه انقطاع لحزمة النقل، كما هو مبين في الشكل 1.7 (أ). نفرض حينئذ أن المادة نصف الناقلة مشابه سلباً (n) في حين إن المادة ذات فجوة الحزم الضيقة على الجانب الأيمن غير مشابة. في الحالات الفعلية، تكون المادة الأخيرة مشابة بشكل خفيف بمستقبلات (أي مشابة إيجاباً (p)).

تحدد المناطق المشابة في الجملة مواقع مستوى فيرمي E_f. تكون مستويات الطاقة تحت E_f مشغولة في حالة التوازن بالإلكترونات. وعليه يكون المخطط المبين في الشكل 1.7 (أ) غير مستقر. وستتحرك الإلكترونات باتجاه البلورة غير المشابة حتى يقوم الحقل الكهرساكن الناتج من إعادة توزع الشحنات، بثني حواف الحزم بحيث يكون مستوى فيرمي ثابتاً عبر المادتين؛ أي إننا نحصل على مستوى فيرمي نفسه في المنطقة المشابة سلباً وفي المنطقة غير المشابة. وبدلاً من حصولنا على تدرج طاقة كما في الشكل 1.7 (أ)، نحصل على الحالة المبينة في الشكل 1.7 (ب). أي إن حواف الحزم مثنية، وهناك تشرد بالشوائب في منطقة من الجانب المشاب، وهنالك إلكترونات حرة داخل البئر الكموني. ينتج البئر من كلٍّ من: (1) انقطاع فراغ الحزمة و(2) الكمون الكهرساكن (electrostatic potential). وكثيراً ما تدعى هذه الحالة بـــ "تشكل غاز إلكتروني عند التواجه" (formation of an electron gas at the interface)



الشكل 1.7: أثر نقل الشحنات في بنية متباينة مفردة مشابة انتقائياً (أ) التوزع المشابه للدرجة غير مستقر. (ب) يسبب نقل الشحنات تشريد المادة المشابة، وثني الحزم، وتحاذي مستويي فيرمي عبر البنية، وتشكيل قناة إلكترونات عند التواجه

يمكن استخلاص ثلاثة استنتاجات هامة من هذه الاعتبارات.

(i) على الرغم من أن المادتين الأوليتين كانتا عازلتين (في درجة الحرارة المنخفضة على الأقل)، لدينا الآن قناة إلكترونات عند التواجه (interface)، وقرب الوصلة، ويكون تركيز الإلكترونات منتهياً حتى في درجة الحرارة T=0K.

(ii) تكون حوامل الشحنة في البئر الكموني منفصلة فراغياً عن الشوائب الأم من جانب حاجز البنية.

وتعمل الشوائب المشحونة التي تقود إلى مدى بعثرة مرتفعة وحركية منخفضة، كمنبع لحوامل الشحنة. وتنعدم بعثرة الإلكترونات من البئر الكموني كنتيجة للفصل الفراغي للإلكترونات عن الشوائب.

(iii) يولد ثني حزم الطاقة كموناً محدداً لحوامل الشحنة في اتجاه واحد ولنقل لمحور z. عندئذ يكون تكميم الإلكترونات في الاتجاه z. ويصبح نشوء غاز إلكترون ثنائي البعد ممكناً جداً.

ولإتمام هذا النقاش، لنلاحظ أن جانب البنية المتباينة الذي له حافة حزمة النقل الأخفض يكون مشاباً بمستوى خفيف بالآخذين في الحالة العملية. وفي هذه الحالة يكون الحاجز الأيمن من البئر أعلى من نصف فجوة الحزمة للمادة ذات فجوة الحزمة الضيقة. تقلل الشوائب الأخذة المتبقية حركية إلكترونات القناة، ولكن أثرها ضعيف.

درسنا هنا بنية متباينة ذات مستوى فيرمي معرف بإشابة التعديل. تدعى هذه البنى بالبنى المتباينة المنعدمة البوابة. وتكون الصورة الفيزيائية للبنى ذات البوابة مختلفة نوعاً ما. وسنقوم بدراسة هذه البنى لاحقاً.

المعادلات الأساسية التي تصف فيزياء الإلكترونات عند التواجه

من المهم أن نعرف المعادلات الأساسية التي تصف الإلكترونات عند التواجه (interface). لقد بدأنا بدراسة عدم الاستمرار على شكل درجة لحزمة الطاقة، ووجدنا أن البئر الكموني يتشكل بنقل الشحنة في الفراغ. وعليه فيتحدد شكل الكمون عن طريق شحنات جميع الإلكترونات عند التواجه والشوائب المتأنية. من جهة ثانية، يحدد كمون متعدد الأجسام حركة كل إلكترون والعدد الكلي للشوائب المتأنية. وهكذا فإننا نواجه مايدعى بمشكلة التوافق مع الذات: يعرّف الكمون بتركيز الإلكترونات و الشوائب المتأنية وهو بدوره يؤثر في إعادة توزعها. إن أبسط مقاربة لمشكلة التوافق مع الذات هذه أن نعامل تكميم الإلكترونات بصورة يكون فيها الكمون موصوفاً بحقل كهرساكن متوافق مع الذات. يمكن النظر إلى الكمون الكهرساكن الموفق $\Phi(z)$ كتابع لإحداثي z العمودي على التواجه وهو حل لمعادلة بواسون Poisson:

$$\frac{d^2\Phi(z)}{dz^2} = \frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon}\left[\sum_v \left|\psi_v(r)\right|^2 F(E_v) - N_D(z) + N_A(z)\right]. \qquad (1.7)$$

حيث تمثل e الشحنة الكهربائية الابتدائية وε ثابت العازلية (dielectric constant) و ε_0 سماحية الخلاء. تتألف الشحنة الكلية من شحنات الإلكترونات والشوائب. لتكن $\Psi_V(r)$ توابع موجة الإلكترونات حيث v مجموعة الأعداد الكمومية للإلكترونات. حينئذ تمثل $|\Psi_V(r)|^2$ احتمال وجود الإلكترون الذي حالته v عند النقطة r. ولحساب مساهمة الإلكترونات في شحنات الفراغ نقدم تابع توزيع الإلكترونات بدلالة الطاقة $F(E_v)$. التي تحدد احتمال أن يشغل الإلكترون مستوى الطاقة E_v. تكون كثافة شحنة الإلكترونات عندئذ $-e\Sigma|\Psi_V(r)|^2F(E_v)$ وتكون شحنة المعطين الموجبة

والمستقبلين السالبة الموزعة بعدم انتظام معطاة بالكثافة eN_D (z) و $-eN_A(z)$ على التوالي.

فرضنا أن الكمون $\Phi(z)$ لايتعلق بالإحداثيتين x و y، وعليه يمكن تجزئة $\Psi_V(r)$ كمافي الفقرة 3.2:

$$\psi_v(r)=\frac{1}{\sqrt{S}}e^{i\left(k_x x+k_y y\right)}\chi_j(z), \qquad v=\{j,K_{II}\}, \qquad (2.7)$$

حيث تمثل S مساحة الوصلة $k_{||}=\{k_x,k_y\}$. تؤدي المعادلة (2.7) إلى:

$$\psi_v(r)\psi_v^*(r)=\left|\psi_v(r)\right|^2=\frac{1}{S}\left|\chi_j(z)\right|^2. \qquad (3.7)$$

وهو ما يجعل المعادلة (1.7) متعلقة فقط بالإحداثي z. ونحصل أيضاً على معادلة شرودنغر الأحادية البعد من أجل z:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{d^2}{dz^2}+V_b(z)-e\Phi(z)\right)\chi_j(z)=\varepsilon_j\chi_j(z). \qquad (4.7)$$

تتألف الطاقة الكامنة الكلية من مركبتين: الكمون المتضمن في أبنية المتخالفة $V_b(z)$ والكمون الذاتي $-e\Phi(z)$ توافق $V_b(z)$ في حالتنا انقطاع حزمة الطاقة عند الوصلة (نظر الشكل 1.7(أ)) الذي يتعلق فقط بالإحداثي z. ونكتب $V_b(z)=-$ Vb (z) حيث Θ (z) تابع درجة هيفي سايد (Heaviside step-function).

يمثل ε_j طاقات الحزم الثانوية الثنائية البعد، وبالتالي تكون طاقة الإلكترونات الكلية المعطاة بالمعادلة (27.6)

يمكننا أن نحسب الآن تركيز الإلكترونات:

$$\sum_{v}|\psi_v|^2 F(E_v)=\frac{1}{S}\sum_{s,j,k_{II}}|\chi_j(z)|^2 F\left(\varepsilon_j+\frac{h^2K_{II}^2}{2m^*}\right)=\sum_{j}|\chi_j(z)|^2 n_j. \qquad (5.7)$$

نقوم هنا كثافة الإلكترونات السطحية للمستوى j:

$$n_{s,j}(E_F)\equiv\frac{1}{S}\sum_{s,k_xk_y}F(s,K_{II},j)=\frac{m^*k_BT}{\pi\hbar^2}\ln\left[1+\exp\left(\frac{E_F-\varepsilon_j}{k_BT}\right)\right]. \quad (6.7)$$

تكرر هذه النتيجة المعادلة (116.6) الكمية $n_{s,j}$ هي تابع للحرارة T وتأخذ الصيغة البسيطة عندما $T\rightarrow 0$:

$$n_{s,j}(t=0)=\frac{m^*}{\pi\hbar^2}\left(E_F-\varepsilon_j\right)\Theta\left(E_F-\varepsilon_j\right). \qquad (7.7)$$

تدل المعادلة (7.7) أن المستوى j مشغول عندما يتجاوز مستوى فيرمي الطاقة الموافقة لتكميم انتشار الإلكترونات العرضاني ε_j. من الضروري أن نصيغ الشروط الحدية للمعادلات التفاضلية المزدوجة الممثلة بالمعادلتين (4.7) و (1.7).

يمكننا وضع $x,(z)\rightarrow 0$ من أجل $z\rightarrow\mp\infty$ من أجل حالات الإلكترونات المحددة. نفترض أيضاً من أجل الكمون الكهرساكن أن $\frac{d\Phi}{dz}\rightarrow 0$ من أجل $z\rightarrow\mp\infty$. وبالنتيجة فإن المعادلات (1.7) و (4.7) و (5.7) مع الشروط الحدية تكمل صياغة المشكلة المتوافقة ذاتياً التي تصف تشكّل غاز ثنائي الأبعاد عند التواجه بالإضافة إلى تكميم الإلكترونات. بمكاملة المعادلة (1.7) على مجال لانهائي من z وباستخدام الشروط الحدية، يمكننا أن نجد معادلة حيادية من الشكل:

$$\sum_{j}n_{s,j}+\int_{-\infty}^{+\infty}dz\left[N_A(z)-N_D(z)\right]=0. \qquad (8.7)$$

تؤدي هذه النتيجة إلى أن الجملة كلها تبقى حيادية كهربائياً، بالرغم من نقل الشحنات.

التحليل العددي لوصلة متباينة مفردة

يمكن انجاز التحليل الصحيح لتشكل قناة إلكترونات في وصلة متباينة عبر حل عددي للمعادلات (1.7)– (5.7) غالباً ما نستخدم لحل معادلة شرودنغر طريقة تحويل الثابت. تستند هذه الطريقة إلى استخدام ما يدعى بتوابع الموجة التجريبية التي تحوي معاملات منتقاة بعناية يمكن تحديدها فيما بعد بشرط أن الطاقة الكلية للنظام يجب أن تكون أصغرية.

إذا فرضنا أن الحزمة الجزئية الدنيا مع $j=1$ مشغولة بالإلكترونات، يمكن اختيار تابع موجه تجريبي من الشكل:

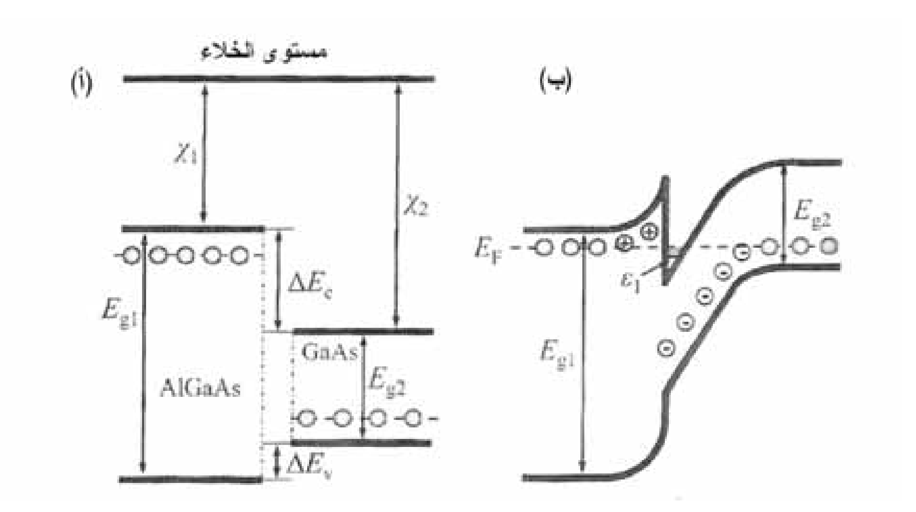
$$\chi_1(z) = 0 \quad \text{for } z \le 0 \quad \text{and} \quad \chi_1(z) = \sqrt{\frac{b^3}{2}}\, z e^{-bz/2} \quad \text{for} \quad z \ge 0, \qquad (9.7)$$

وهذا يؤدي إلى أن يكون تابع الموجة محدداً قرب التواجه وهو يساوي الصفر من جهة فجوة الحزمة العريضة للوصلة المتباينة.

وقبل أن ندرس النتائج العددية، دعونا نعد إلى صورة طاقة الإلكترونات عند الوصلة المتباينة من أجل إعطاء منحى حزمة النقل وحزمة التكافؤ. يظهر الجانب الأيسر من الشكل 2.7 لحواف حزمة AlGaAs و GaAs متباعدين وقد جرى تمثيل مستوى الخلاء.

لنفترض أن AlGaAs مشاب سلباً لدرجة كبيرة و GaAs مشاب إيجاباً بشكل خفيف. تؤدي هذه الإشابة إلى تعليق مستوى فيرمي عند مستوى المعطي من جهة AlGaAs للبنية. وعلى الجانب الأيمن للصورة يمكننا أن نرى بنية الطاقة للوصلة AlGaAs|GaAs مع منطقتي نضوب: إحداها مشحونة إيجاباً على جانب AlGaAs، والثانية مشحونة سلباً على جانب GaAs.

يتشكل بئر كمومي فقط من أجل الإلكترونات ولا يتشكل من أجل الثقوب، لأن الوصلة المتباينة AlGaAs|GaAs من النوع I (نسبة إلى تصنيف الفصل الرابع).

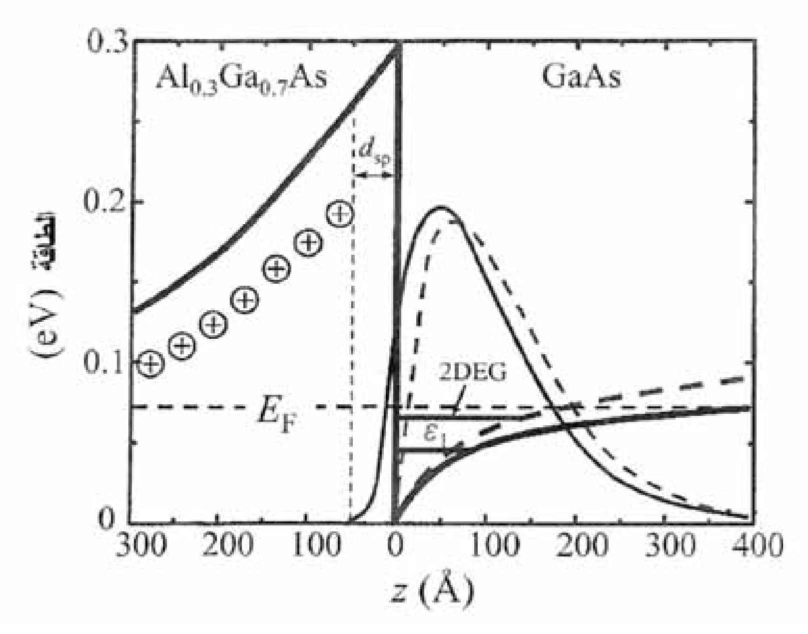


الشكل 2.7: مخططات حزمة طاقة لوصلة متباينة AlGaAs|GaAs مشابة انتقائياً من قبل (أ) وبعد (ب) حدوث نقل الشحنات. إن المواضع النسبية لحزم النقل والتكافؤ معطاة لكلتا المادتين. يمثل انحباس الإلكترونات شرطياً (إلى اليسار). نفرض أن مستوي فيرمي في مادة AlGaAs معلق من جهة المعطي. وتكون فجوة الحزمة الضيقة GaAs مشابة بشكل طفيف.

عن: **C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures* (San Diego: Academic Press, 1991).**

يمثل الشكل 3.7 النتائج العددية لحل المعادلات (1.7)− (5.7) من أجل وصلة متباينة $Al_{0.3}Ga_{0.7}As|GaAs$ مشابة انتقائياً. يكون الجزء $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ المشاب سلباً بشكل كبير والجزء GaAs المشاب إيجاباً بشكل خفيف منفصلين بطبقة رقيقة غير مشابة من $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ سماكتها d_{sp}، تدعى هذه الطبقة بطبقة فاصل أو تبسيطاً فاصل. وبالحساب يكون تركيز الإلكترونات السطحي n_s في القناة عند الوصلة مساوياً لعدد المعطيات المشردة في واحدة السطوح $N_s=5\times10^{11}cm^{-2}$، ويكون التركيز السطحي للمستقبلات المشردة N_{dep1} أقل بكثير $N_s=5.10^{10}cm^{-2}$. يظهر الشكل 3.7 الكمونات

المتوافقة ذاتياً ومستويات الطاقة وتوابع الموجة، وذلك في حالتين: في الحالة الأولى (المنحني المقطع) يكون تابع الموجة الإلكتروني معرفاً بالمعادلة (9.7). توافق الحالة الثانية (المنحني الغامق)، لتابع موجة أعقد يمكنه أن يدخل تحت الحاجز إلى جزء فجوة الحزمة العريضة للبنية. وتكون توابع الموجة في كل هذه التقريبات متشابهة في منطقة الحركة المسموحة تقليدياً، إلا أنها تختلف بشدة في الحواجز. يغطي تابع المحاولة في المعادلة (9.7) قيمة معقولة للطاقة ε_1 وسلوك الكمون عند المسافات الكبيرة، ويعطي تابع المحاولة الثاني نتائج أدق، وعلى وجه الخصوص فإنه يعطي مستوى طاقة أخفض قليلاً. يلخص الجدول 1.7 نتائج التراكيز المختلفة n_s.



الشكل 3.7: الكمونات المتوافقة ذاتياً المحسوبة، ومستويات الطاقة وتوابع الموجة لبنية متباينة $Al_{0.3}Ga_{0.7}As|GaAs$ مشابة انتقائياً. الوصلة موجودة عند z=0. سماكة الفاصل 50Å وطاقة ترابط المعطي لـــ AlGaAs تساوي E_D=50meV

عن: **T. Ando "Self-Consistent Results for a GaAs/Al_xGa_{1-x} as Heterojunchion. I. Subband Structure and Light-scattering spectra,"** ***Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 51, no. 5 (May 1982), p. 3893.**

يمثل الجدول 1.7 قيم أدنى مستوى طاقة ε_1 والبعد الفراغي لحجز الإلكترونات <z> واحتمال وجود إلكترونات في الحاجز Pb وذلك من أجل ثلاث قيم لتركيز الإلكترونات n_s. جرى حساب قيم <z> المتوسط في الميكانيك الكمومي للإحداثية z للإلكترون، والاحتمال. يمكننا أن نرى أن الارتفاع النسبي لمستوى الطاقة الأول$\Sigma1$ يزداد بزيادة التركيز، وتتناقص قيم <z> بتزايد n_s، وكذلك مع الكمون الكهرساكن المحتجز. وهكذا فإننا نرى أن عرض قناة الإلكترونات من رتبة 60−100 Å. ويكون احتمال وجود إلكترونات في حاجز فجوة الحزمة العريضة صغيراً، ولكنه يتزايد بازدياد احتجاز الإلكترونات. وتكون قيمة Pb تساوي الصفر من أجل تابع الموجة للمعادلة (9.7).

الجدول 1.7: نتائج حسابات معاملات الإلكترونات في تقريبين لتابع الموجة: توافق الحالة I تابع المعادلة (9.7) وII حالة تابع تجريبي أدق

		n_s, (10^{11} cm^{-2})		
		2	4	8
I	ε_1 (meV)	38.6	56.6	86.1
	$\langle z \rangle$ (Å)	116	99	82
	P_b (%)	0	0	0
II	ε_1 (meV)	32.00	45.6	66.3
	$\langle z \rangle$ (Å)	100	82.6	65.6
	P_b (%)	0.7	1.11	1.95

تظهر الأمثلة المعطاة في مناقشاتنا الخواص الرئيسية التالية لوصلة متباينة انتقائية الإشابة:

(1) تشكل قنوات نقل إلكترونات من أجل تراكيز في المجال $n_s=10^{11}-10^{12}$ cm^{-2} عند أي درجة حرارة بما فيها T=0 K .

(2) الفصل الفراغي للإلكترونات عن المعطيات الأم مع احتمال ضئيل جداً لولوجها في الحاجز (احتمال أصغر أو يساوي 1%)، بالإضافة إلى العزل الفراغي للإلكترونات من المادة المشابة إيجاباً ذات فجوة الحزمة الضيقة.

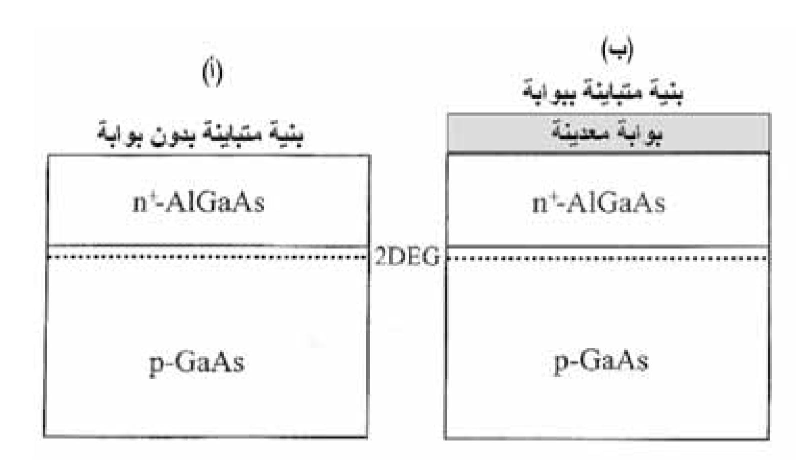
(3) تشكل بئر كموني للإلكترونات ذات منحني كموني مرتبط بشكل ذاتي التوافق مع تركيز الإلكترونات.

(4) تكميم الإلكترونات داخل البئر الكموني مع صفة ثنائية البعد لطيف الإلكترونات الناتج، ومع الإلكترونات المحتجزة في القناة الثنائية البعد ذات عرض أقل من 100 Å.

التحكم بنقل الشحنات

لقد درسنا وصلة متباينة مشكلة من نصفي ناقلين نصف لانهائيين بتركيز ثابت لكل من المعطين والمستقبلين، كما يوضح الشكل 2.7. ينتج من ذلك قناة نقل عند التواجه بتركيز إلكترونات ثابت يحدده منحني الإشابة. إن التحكم بالناقلية، أو بعبارة أدق التحكم بالمقاومة أو بمقلوبها الناقلية للبنية مهم لصنع أدوات مفيدة.

لندرس إمكانية تغيير ناقلية الوصلة المتباينة عن طريق التحكم بتركيز الإلكترونات. ولنأخذ لهذا الغرض ما يدعى بالوصلة المتباينة ذات البوابة الممثلة في الشكل 4.7 (ب) ويمثل الشكل 4.7 (أ) حالة الوصلة المتباينة التي ليس لها بوابة المدروسة سابقاً، بهدف المقارنة. الفرق الوحيد بين الحالتين النحاس المعدني (M) الموضوع فوق الطبقة +n لمادة الحاجز AlGaAs في البنية ذات البوابة. تدعى جملة المعدن– نصف الناقل بنية MES، وتكون بنى MES الأهم في تطبيقات الأدوات من أجل المواد الشبيهة بـــ GaAs؛ لأن هذه المواد ليس لها أكسيد طبيعي مستقراً بخلاف حالة SiO_2 للسيليكون. وعليه فإن معظم الأدوات الإلكترونية المبنية على GaAs تستخدم بنى MES. يشار أيضاً إلى هذه البنى على أنها بنى ذات بوابة شوتكي.



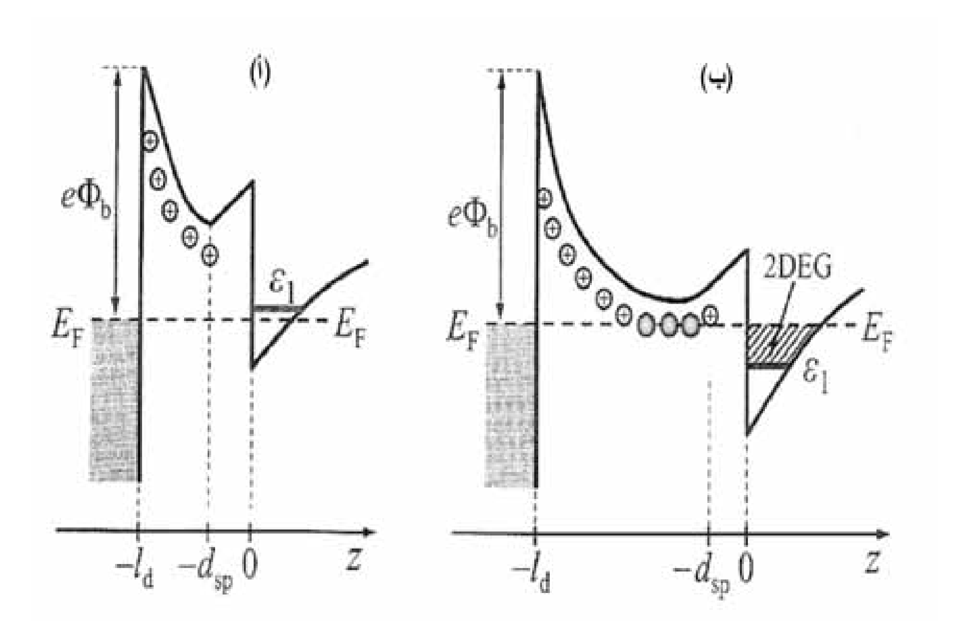
الشكل 4.7: مخططان تمثيليان لبنيتين متباينتين ذات بوابة (أ) وعديمة البوابة (ب) مع غاز إلكترونات ثنائي الأبعاد (2DEG)

وبشكل عام هنالك مناطق نضوب ممتدة تحت البوابة المعدنية لمواد شبيهة بـــ GaAS. ويحدث ذلك بسبب جهد شوتكي متضمن Φ_b كبير من رتبة 0.8 V. تدعى منطقة النضوب هذه منطقة نضوب شوتكي.

يمثل الشكل 5.7 مخطط طاقة حزمة النقل لبنية متباينة M/AlGaAs/GaAs، وذلك من أجل سماكتين لطبقة AlGaAs. تكون المنطقة المشابة سلباً مفصولة عن الوصلة بفاصل غير مشاب. يظهر الشكل 5.7 (أ) حالة طبقة رقيقة AlGaAs ويمثل الشكل 5.7 (ب) حالة طبقة أسمك AlGaAs يوجد في كلتا الحالتين منطقة نضوب ممتدة تؤثر في قناة الإلكترونات المشكلة عن التواجه AlGaAs|GaAs، وتعطي احتمالين للتحكم بالبنية. توافق حالة البنية المطفأة طبيعياً الشكل 5.7 (أ).

تمتد منطقة النضوب عبر كلٍّ من الطبقة الرقيقة AlGaAs والوصلة. ينزاح أسفل البئر الكمومي نحو الأعلى. ويقع مستوى فيرمي تحت أدنى حزمة طاقة جزئية. وعليه فلا يوجد إلكترونات داخل القناة وتكون الناقلية على طول البنية المتباينة صفراً تقريباً. ويكون المعطون في المنطقة المشابة AlGaAs متشردين، وتغادر الإلكترونات الجزء النصف الناقل من البنية الذي يصبح مشحوناً إيجاباً. ولتشغيل توصيل الأداة يجب تطبيق جهد

موجب على البوابة المعدنية. يمكن صنع البنى المطفأة طبيعياً باستخدام حاجز AlGaAs رقيق.



الشكل 5.7: مخططات حزمة النقل من أجل البنى المتباينة M/AlGaAs/GaAs. يتحكم جهد شوتكي المتضمن بمنطقة النضوب تحت البوابة المعدنية. ويعطى هذا أداة مطفأة طبيعياً (أ) من أجل حاجز ضيق وأداة مشغلة طبيعياً (ب) من أجل حاجز عريض مع 2DEG في البئر الكموني (nm60 أو أكثر)

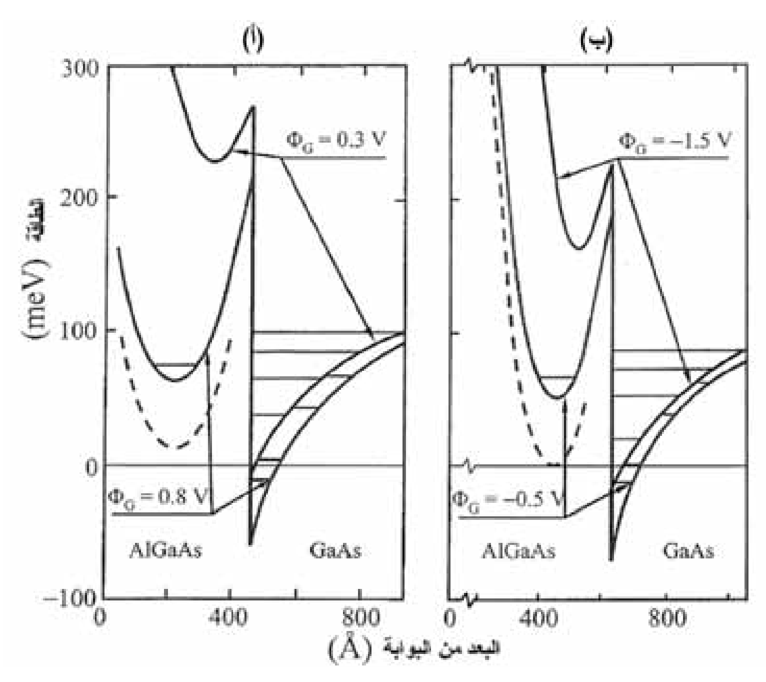
يظهر الشكل 6.7 الطاقة الكامنة المحسوبة للإلكترونات والمستويات المكممة لكلٍّ من الأدوات المطفأة طبيعياً والمشغلة طبيعياً وذلك من أجل عدة جهود بوابة Φ_G. نعتبر أن مستوى فيرمي عند الطاقة صفر. جرى حساب قيم الأداة المطفأة طبيعياً من أجل طبقة AlGaAs سماكتها 400Å (انظر الشكل 6.7 (أ)). يحتوي البئر الكمومي المتشكل عند التواجه حتى أربعة مستويات مكممة. يؤدي جهد موجب إلى خفض أسفل حزمة النقل لـــ GaAs عند التواجه. ويلامس الأسفل مستوى فيرمي Φ_G =+0.3V وتشتغل الأداة عند جهد عتبة يساوي +0.8V حين يلامس المستوى المكمم الأول مستوى فيرمي. نرى بوضوح أن هناك كموناً أصغرياً يظهر في طبقة الحاجز AlGaAs وهو يسعى إلى

الانخفاض بازدياد جهد البوابة. تؤدي هذه الظاهرة إلى أثر سلبي: تشكل قناة ثانية في هذه الطبقة تقوم بتجميع الإلكترونات وتطبع جهد البوابة وتسبب خسارة التحكم بتركيز غاز الإلكترونات الثنائي البعد عند التواجه. يظهر الشكل 6.7 (ب) الأداة المشغلة طبيعياً وتكون سماكة طبقة AlGaAs فيها أكثر من 600Å. يمكن إطفاء الأداة عند تطبيق جهد سالب من رتبة 0.5V− على البوابة. لقد حصلنا على النتائج المذكورة بالحسابات العددية. لنأخذ بعض المعطيات التجريبية المتعلقة بمشكلة البنى المتباينة ذات الإشابة المعدلة حيث جرى قياس تراكيز الحوامل وحركياتها في التوقيت نفسه.

يظهر الشكل 7.7 تركيز الإلكترونات المستوي، الذي يحكمه جهد البوابة، وذلك من أجل أنظمة Al/AlGaAs/GaAs المصنوعة للترانزستورات ذات الإلكترونات العالية الحركية (HEMTs). توافق المنحنيات سماكات مختلفة للفاصل d_{sp}. يمكننا أن نرى أن تركيز الإلكترونات يمكن تغييره حتى عشرة أضعاف. تسبب انتقالات الإلكترونات إلى البئر الكمومي الذي يتشكل في منطقة الحاجز الوسطى المنضبة، إشباع تركيز الإلكترونات المستوي عند الجهد الموجب المرتفع، كما سبق وناقشنا.

يظهر الشكل 7.7 أن تغييرات كبيرة في خواص البنى تحدث بنتيجة تغير سماكة الفاصل، وتكون البنية الموافقة لــ $d_{sp}=0$ الأكثر فائدة من بين البنى المختلفة المبينة في الشكل 7.7 من أجل تصنيع الأدوات المطفأة طبيعياً.

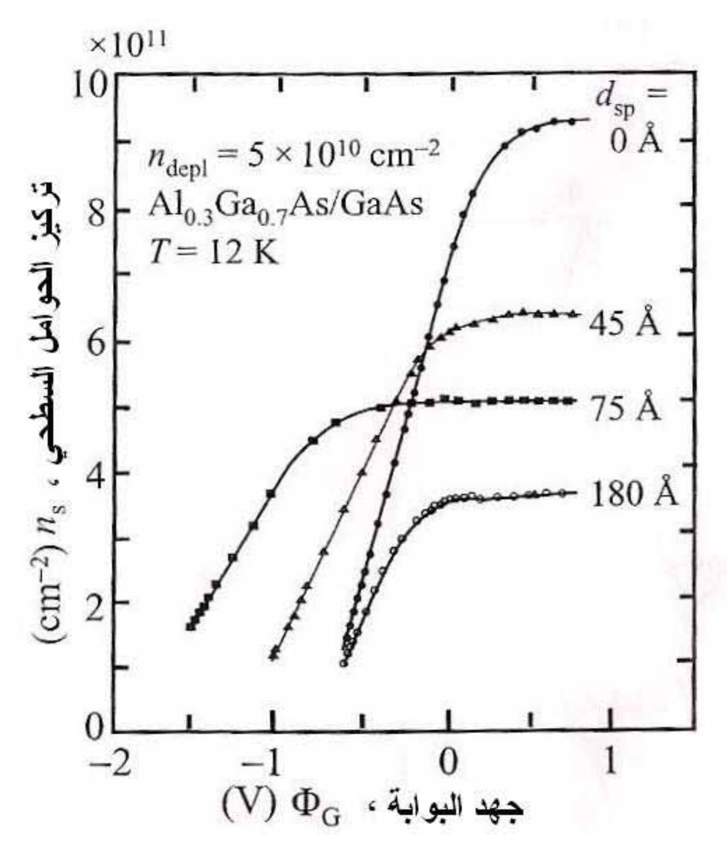
في الحقيقة، يمكننا زيادة تركيز الإلكترونات في القناة بتطبيق جهد موجب على البوابة، وتناسب البنى ذات الفاصل السميك الأدوات المشغلة طبيعياً، ولا يغير الجهد الموجب من التركيز في هذه البنى، في حين إن الجهد السالب ينقصها بشدة.



الشكل 6.7: الكمونات ذاتية التوافق المحسوبة من أجل إلكترونيات النقل في بنيتين متباينتين M/AlGaAs/GaAs (أ) يوافق أداة مطفأة طبيعياً و(ب) يوافق أداة مشغلة طبيعياً عند درجة حرارة الغرفة. مستوى فيرمي عند E=0. تمثل الخطوط الأفقية الطاقة السفلى للحزم الجزئية الأربعة الدنيا. تظهر الخطوط المقطعة مستويات المعطي

مأخوذة عن:- B. Vinter, "Subbands and Charge Control in a Two-dimensional Electron Gaz Field-Effect Transistor," *Applied Physics Letters*: vol. 44, no. 3 (1984), p. 307. © American Institute of Physics.

يمثل الفاصل عنصراً هاماً للبنى ذات الإشابة المعدلة لأنه يحول جزئياً من تبعثر إلكترونات القناة بسبب الجانب المشاب بشدة من البنية المتبانية، ولأنه يزيد حركة الإلكترونات. من جهة أخرى، هنالك أثر سلبي للفاصل: تؤدي زيادة سماكة الفاصل إلى زيادة هبوط الكمون على الفاصل، وبالتالي إلى تخفيض الكمون الكهرساكن الذي يحجز الإلكترونات قرب التواجه. وعليه فإن فاصلاً سميكاً يسبب تخفيض تركيز الإلكترونات. تتطلب هذه المقايضة، بين الحركية وتركيز الحوامل، أمثلة التصميم البنيوي من أجل كلّ تطبيق للأداة.



الشكل 7.7: علاقة كثافة القناة لإلكترونات ثنائية البعد بجهد البوابة المقيس في بنى $Al_{0.3}Ga_{0.7}As|GaAs$ عند T=12k. ومن أجل سماكات فاصل مختلفة d_{SP}. كل العيّنات من السيليكون المشاب N_D=4.6× 10^{17} cm^{-3} ما عدا حالة السماكة 180Å التي تكون فيها قيمة التركيز N_D=9.2× 10^{17} cm^{-3} وتكون سماكة طبقة $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ المشابة مساوية 700− 1200 Å

مأخوذة عن: K. Hirakawa, H. Sakaki, and J. Yoshino, "Concentration of Electrons in Selectively Doped GaAlAs/GaAs Heterojunction and its Dependence on Spacer Layer Thickness and Gate Electric Field," *Applied Physics Letters*: vol. 45, no. 3 (August 1984), p. 253.

لقد درسنا هنا النظم ذات وصلة متباينة وحيدة. هذه النظم يمكن تصنيعها بتقانة بسيطة نسبياً ولها العديد من التطبيقات، ولكنها تعاني تركيز حوامل شحنة محدودة للغاية

في قناة النقل. وكما نرى في الشكل 7.7 فإن التراكيز السطحية العادية تقل عن $cm^{-2}10^{12}$ من أجل الأدوات ذات الوصلة المتباينة المفردة.

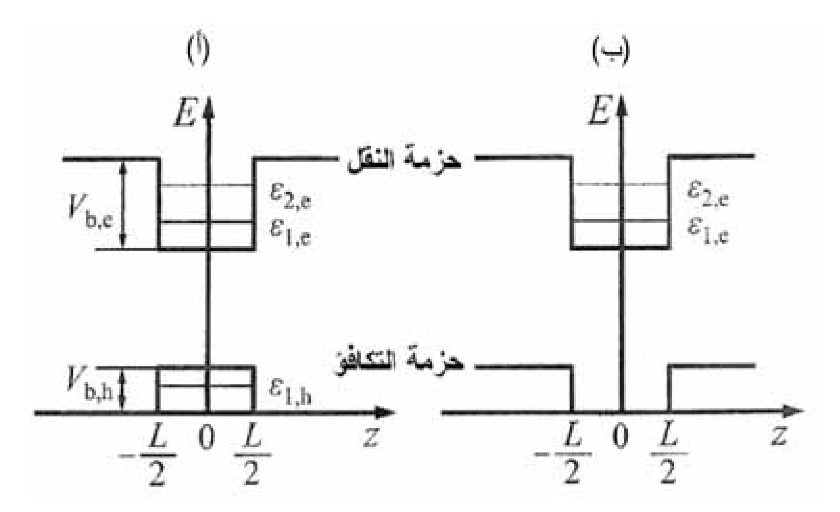
يمكن الحصول على تراكيز حوامل أعلى في قناة النقل في نظام ثنائي الوصلة. يظهر الشكل 8.7 نظاماً مشابهاً. تتشكل الآبار الكمومية من أجل البنى المتباينة من النمط I، وذلك من أجل كلٍ من الإلكترونات (يظهر مستويان مكممان) والثقوب (يظهر مستوى مكمم وحيد) في حين يتشكل بئر كمومي من أجل الإلكترونات فقط في بنية متباينة من النمط II.

3.7 الإلكترونات في الأسلاك الكمومية

يمثل السلك الكمومي بنية ناقلة حيث يكون نقل الإلكترونات محددود بالدرجة الأولى على طول اتجاه وحيد. ليكن x هذا الاتجاه. ويكون حجز الإلكترونات الميكانيكي الكمومي في الاتجاهين الآخرين y و z مفروضاً عن طريق الكمونات السطحية المتباينة أو الكمونات الكهرساكنة المطبقة خارجياً. تتحدد حركة الإلكترون على طول الاتجاه الحر x بشعاع موجة أحادي البعد k_x ويكون لتابع الموجة الصيغة:

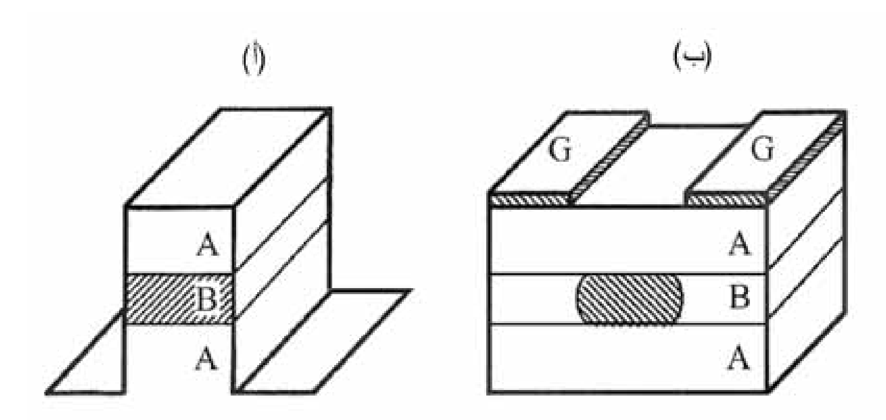
$\psi(x,y,z)=e^{ik_x x}\psi_{n1,n2}(y,z)$ حيث توافق $\psi_{n1,n2}(y,z)$ الحركة العرضانية المحجوزة للإلكترون يجري تعداد حالات الارتباط الموافقة للحركة العرضانية بالعددين الصحيحين n_1 و n_2 وهي تدعى عادة حزماً جزئية أحادية البعد.

درسنا في الفقرة 3.3 احتجاز الإلكترونات في اتجاهين، ووجدنا طاقات حزم جزئية وفق المعادلة (50.3). إذا كانت المسافات بين الحزمة الجزئية الدنيا والحزم الثانوية المثارة (المهيجة) صغيرة مقارنة بكلٍ من الطاقة الحرارية k_BT وطاقة فيرمي للإلكترونات E_F، فإن تبعثر الإلكترونات من الحزمة الجزئية الأدنى إلى الحزم الثانوية الأعلى ضعيف نسبياً. تشغل الإلكترونات أولاً الحزمة الجزئية الأدنى وتتصرف تقريباً كجسيمات أحادية البعد.



الشكل 8.7: نوعان من مخططات الحزم لبنى متباينة ثنائية: النمط I (أ) والنمط II (ب)

توجد طرق عديدة حالياً، لصناعة الأسلاك الكمومية بما فيها النمو المباشر للأسلاك، والطريقة البديهية هي أن نبدأ ببنية ثنائية البعد ونفرض حجزاً إضافياً إلى غاز إلكتروني ثنائي البعد، كما هو موضح في الشكل 9.7. تستخدم في الحالة 9.7 (أ) عملية الحفر للحصول على محدودية هندسية لحركة الإلكترونات. أما في الشكل 9.7 (ب) فندخل حجزاً إضافياً يسببه كمون كهرساكن مطبق على البوابة المعدنية المشطورة المتواجدة فوق البنية المتباينة.



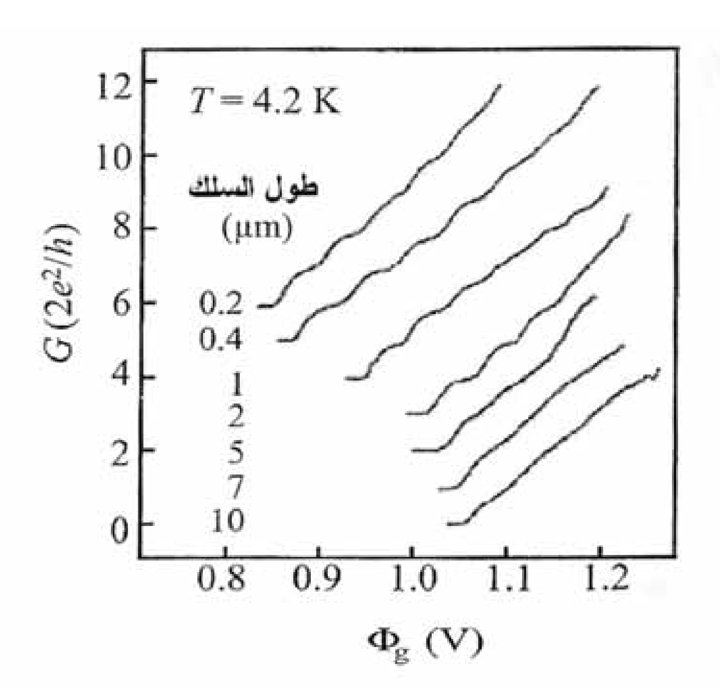
الشكل 9.7: تشكل السلك الكمومي بالحفر (أ) والبوابات المشطورة و(ب) لغاز الإلكترونات الثنائي البعد.

نقل الإلكترونات في الأسلاك الكمومية

تتعلق الخواص المميزة الأساسية لنقل الإلكترونات في الأسلاك الكمومية بتكميم لاندوير للناقلية. يمكن مراقبة هذا التكميم في بنى الأسلاك التامة عند درجات الحرارة المنخفضة. وندرس على سبيل المثال قياسات الناقلية لأسلاك كمومية AlGaAs/GaAs ناتجة بطريقة الحفر، كما في الشكل 9.7 (أ).

جرى تصنيع الأسلاك الكمومية على بنى متباينة AlGaAs/GaAs ذات إشابة معدلة ومنماة بتناضد الحزم الجزيئية. جرى استخدام الطبع الضوئي العالي الدقة بواسطة شعاع إلكتروني لتعريف أقنعة الأسلاك الكمومية. كما أزيلت الطبقة المشابة والفاصل المصنوعين من AlGaAs وكذلك nm70 من GaAs بمساعدة الحفر الكيميائي الرطب. ولقد جرى تحديد العرض الهندسي للأسلاك الكمومية بواسطة مجهر المسح الإلكتروني مجهر المسح الإلكتروني وبلغ nm135.

وأظهرت الصور وجود نتوءات في جدران الأسلاك. وقبل الحفر، جرى قياس كثافة الإلكترونات عند التواجه المتباين للوصلة AlGaAs/GaAs المشابة انتقائياً فأعطى القيمة $3\times10^{-11}cm^{-2}$ وحركية عالية في المجال $cm^2V^{-1}s^{-1}$ $(1-2)\times 10^6$ $cm^2V^{-1}s^{-1}$ ويكون الغاز الإلكتروني في درجات الحرارة المنخفضة (4K)، ويقدر المسار الحر الوسطي للإلكترونات ذات طاقة فيرمي بالمجال μm20–10. وعليه فإننا نتوقع تكميم لاندوير من أجل الأسلاك ذات أطوال أقل من μm10. وللتحكم بالحزم الثانوية الأحادية البعد قمنا بتبخير بوابة ألمنيوم فوق البنية. وقد غير جهد مطبق على هذه البوابة كمون الحبس وطاقات الحزم الثانوية.



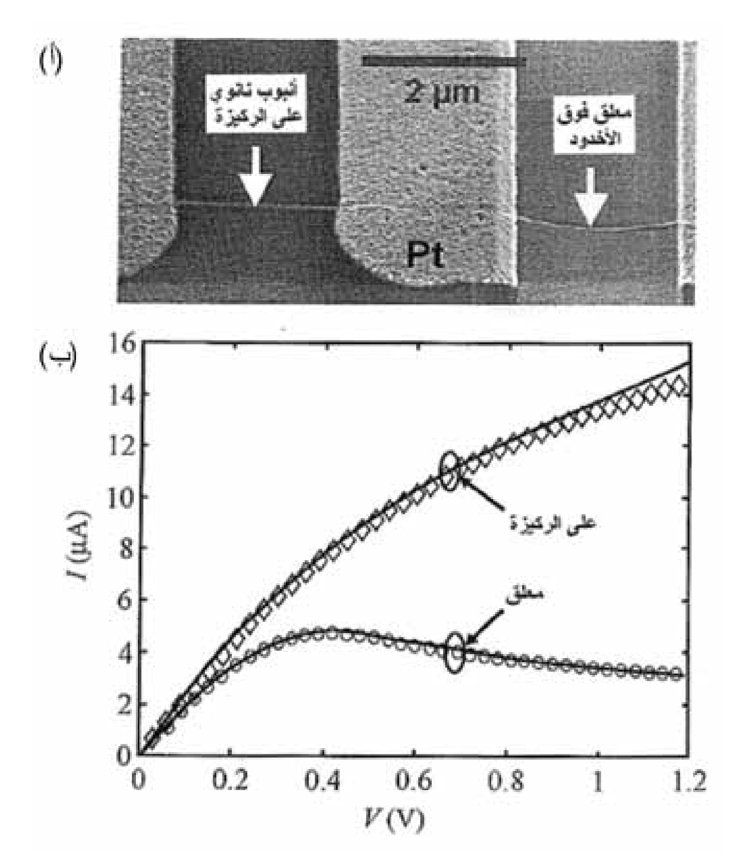
الشكل 10.7: ارتباط الناقلية G لسلك كمومي بجهد البوابة Φg من أجل سبعة أطوال للأسلاك، كما هو مشار إليه جانب كل منحني

مأخوذة عن: L. Worschen, F. Beuscher and A. Forchel, "Quantized Conductance in up to 20 μm Long Shallow Etched GaAs/AlGaAs Quantum Wires," ***Applied Physics Letters*** **: vol. 75, no. 4 (July 1999), p. 578.**

يمثل الشكل 10.7 النتائج في أطوال أسلاك مختلفة. نرى بوضوح تكميم الناقلية للأسلاك ذات الأطوال الأقل من 5μm. يمكن مشاهدة حتى عشر درجات في الناقلية، أي أننا نرى حوالى عشر حزم جزئية أحادية البعد بتغيير جهد البوابة. وتبدى تجارب أخرى في حقل مغناطيسي وتغير درجة الحرارة أثر التكميم، وتسمح بتحديد تركيز الإلكترونات الأحادية البعد، وقد وجدنا قيم التركيز وتباعد الحزم الثانوية من رتبة $n_{1D} \approx 6\times10^{6}cm^{-1}$ و $\Delta\varepsilon_{1,2} \approx 12.5$ meV على التوالي.

ويؤدي تباعد الحزم الكبير (المقابل ≈140K) إلا أن الصفة الأحادية البعد لحركة الإلكترونات يجب ألاّ تختلف حتى في درجات حرارة لبضع عشرات كالفن. ومن أجل

درجات الحرارة الأعلى التي تصبح فيها حركة الإلكترونات نصف تقليدية تكون خواص النقل للأسلاك الكمومية المصنوعة من البنى المتباينة نصف الناقلة مشابهة لخواص الآبار الكمومية والمواد الصرفة الشبيهة بالركيزة، وهكذا يجب أن تبدي الأسلاك الكمومية المشابة انتقائياً حركية إلكترونات عالية تحت تأثير حقول كهربائية منخفضة وسرعات انجراف عالية وهو ما يميز الإلكترونات الساخنة تحت تأثير حقول عالية.



الشكل 11.7: (أ) أنابيب نانوية كربونية على ركيزة ومعلقة على أخدود. (ب) منحنيات التيار بدلالة الجهد

إن حالة نقل الإلكترونات في أنابيب الكربون النانوية مختلفة تماماً. يمكن أن تبلغ سرعات انجراف أضعافاً في المجال $(2-4)\times10^{7}\mathrm{cm\ s^{-1}}$ في الحقول العالية وهي قيم أكبر من تلك التي تظهر في المركبات النصف الناقلة III–V المثالية. وعلى كل حال، تتأثر الخواص الكهربائية بالبيئة المحيطة التي تؤثر في إزالة الحرارة من الأنابيب النانوية الحاملة للتيار، وعلى سبيل المثال، تظهر الأنابيب النانوية المعلقة نقل إلكترونات مختلف تماماً عن الأنابيب على الركائز، ويظهر الشكل 11.7 هذا الاختلاف. يُظهر القسمُ الأعلى من الشكل صورَ مجهرِ مسحٍ إلكترونيٍّ لأنبوبين كهربائيين نانويين أحاديي الجدار مع P_t وصلات جزء الأنبوب النانوي الأيسر ليس معلقاً وهو على تماس مع ركيزة آزوتية جزء الأنبوب النانوي الأيمن معلق فوق أخدود عرضه μm0.5. جرى قياس أقطار الأنابيب النانوية بمجهر القوة الذرية وهي من رتبة 2–nm3.

أما القسم الأدنى فيعطى نتائج قياسات التيار بدلالة الجهد من أجل طول μm3 لأجزاء الأنابيب النانوية المعلقة وغير المعلقة. وقد جرت القياسات عند درجة حرارة الغرفة وفي الخلاء، يمكننا أن نرى أن قسم الأنبوب النانوي غير المعلق يتزايد فيه التيار باطّراد بما يقارب μA20 تحت جهد متزايد V، في حين يبلغ التيار في الأنبوب المعلق ذروة تقارب μA5 يتبعها هبوط تيار ملحوظ يعود هذا الاختلاف إلى آثار التسخين الذاتي للأسلاك التي تحمل كثافات تيار مرتفعة. في الواقع لا يمكن إزالة تسخين جول بشكل فعّال في حالة الأنبوب المعلق، لأن التدفقات الحرارية ممكنة عبر تماسات الأنبوب النانوي، ونتيجة لذلك تزداد حرارة الأنبوب وخاصة في جزئه المركزي.

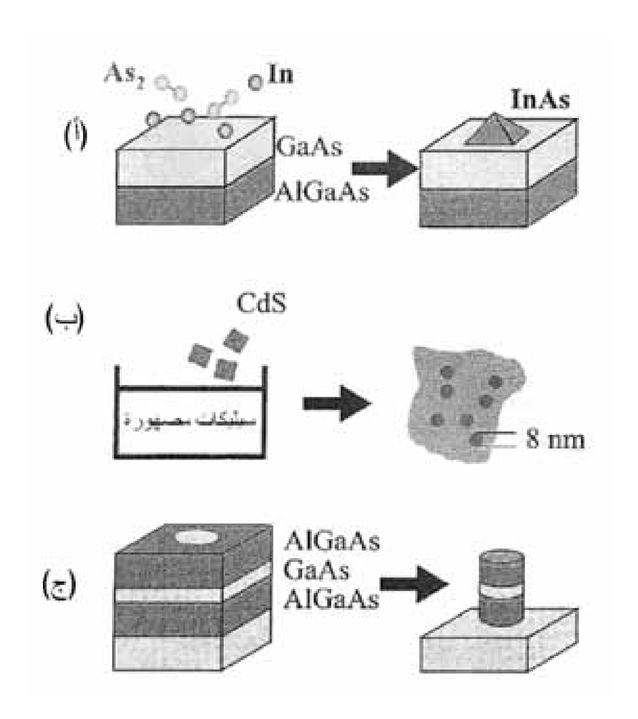
4.7 الإلكترونات في النقاط الكمومية

يمكن تعريف النقطة الكمومية لنظام مادي تكون فيه الإلكترونات حبيسة في كل الاتجاهات الثلاث، ولقد جرى وصف بعض الأمثلة الخاصة في الفصول السابقة. تتضمن الأمثلة الجزر النصف الناقلة الذاتية التشكل والعناقيد والبلورات النانوية التي درسناها في الفصل الخامس. يمكن صنع النقاط الكمومية بطرق مختلفة، بما فيها الطريقة المباشرة؛ بدءاً من بنية ذات إلكترونات ثنائية الأبعاد وباستخدام عملية حفر لفرض محدودية هندسية على الإلكترونات في اتجاهين آخرين. يمكن لبوابة معدنية صغيرة مصنوعة فوق بنية

متباينة ثنائية البعد أن تعطي حبس الإلكترونات اللازم تحت جهد سالب مطبق على البوابة.

يظهر الشكل 12.7 ثلاثة أنواع من النقاط الكمومية: جزيرة نانوية ذاتية التشكل تحت نظام تنحية خاص وبلورات نانوية حلزونية وصندوق كمومي مصنع بطريقة مضبوطة من بنية متباينة ثنائية البعد. سنناقش في الفصل القادم مثال نقطة كمومية مصنعة باستخدام تقنية تصنع بوابة على بنية متباينة (انظر الفقرة 8.4).

إن أوضح خاصة للنقاط الكمومية هي أن جميع درجات الحرية الموجودة لتكميم الإلكترونات تكون مكممة عندما يكون الكمون الحابس عميقاً، وتكون أبعاد البنية مقارنة بطول موجة بروغلي للإلكترونات كما تعرفها المعادلة (5.6).



الشكل 12.7: مخطط تمثيلي لثلاث مقاربات لتصنيع النقاط الكمومية: (أ) النمو ذاتي التنظيم لجزر نانوية الحجم. (ب) بلورات نانوية في غراء (ج) نمذجة صناعية وحفر البنية المتباينة مع غاز إلكتروني ثنائي البعد

يمكن أن ندعو نظاماً كهذا بحسب التحليل المذكور في الفقرة 2.6 "نظاماً صفرية البعد". تؤكد هذه التسمية حيث التغيرات الكبيرة في الخواص الإلكترونية في النقاط الكمومية. في الحقيقة تمتلك الإلكترونات في جسم صلب بلوري، وكما رأينا في الفصل الرابع، حزم طاقة مستمرة، تتحدد الخواص الأساسية الكهربائية والضوئية للجسم عن طريق إشغال وعرض وتباعد هذه الحزم، وفي النهاية الأخرى من سلم الأبعاد، تكون كثافة الحالات الإلكترونية للأدوات المفردة منقطعة مما يؤدي إلى غياب نقل الإلكترون البسيط وخطوط الطيف الضوئي الحادة بشكل ذاتي، على سبيل المثال. يمكن لهذه النقاط الكمومية أن تقع بين هاتين النهايتين نوعاً ما، وعليه تكون بنى النقاط الكمومية شبيهة بذرات اصطناعية أو "ذرات جهرية".

يمكن استخدام نموذج للكمون الحابس لتحليل الخواص الإلكترونية لنقطة كمومية. درسنا في الفقرة 3.3 مثالين لهذه النماذج: نموذج الصندوق الكمومي المحدد بالمعادلة (51.3) ونموذج النقطة الكروية المحدد بالمعادلة (53.3) يمكن تطبيق النتائج التي حصلنا عليها من هذين النموذجين لأطياف الطاقة وتوابع الموجة على النقاط الكمومية النصف الناقلة، إذا أخذنا الكتل على أنها الكتل الفعالة للمادة المدروسة، ويكون ارتفاع الكمون الحابس محدداً بإزاحات الحزم. انظر الشكل 12.4.

لنأخذ نقاطاً كمومية نصف ناقلة مصنوعة من بنية متباينة ثنائية البعد بعملية حفر أو بإنشاء غرواني، كما يوضح الشكل 12.7 (ب) و12.7 (ج). يمكن في هذه الحالات بناءً على نمط النية المتباينة، أن نحقق أنواعاً مختلفة لحبس الحوامل.

ولقد قدمنا تصنيف أنماط البنى المتباينة في الفقرة 5.4. إذا كانت البنية المتباينة الابتدائية من النمط I، تكون كل الإلكترونات والثقوب محبوسة في بنية النقطة الكمومية نفسها. وإذا كانت البنية المتباينة الابتدائية من النمط II يكون نوع واحد من الحوامل، إما الإلكترونات أو الثقوب، محبوساً.

إذا كانت حركة الإلكترونات مكممة في جميع الاتجاهات الثلاثة الممكنة نحصل على غرض فيزيائي جديد ذرة جهرية. تظهر قضايا تتعلق بفائدة هذه الأغراض في

التطبيقات الإلكترونية. هنالك سؤال هام: ما هو التيار خلال ذرة جهرية؟ يمكن الإجابة بأن هنالك إمكانية مرور التيار الكهربائي عبر ذرة اصطناعية بفعل العبور النفقي للإلكترونات عبر المستويات الكمومية لذرة الجهرية.

يحدث نقل الشحنات دائماً في كمّات من الشحنات الابتدائية للإلكترون، وليس لهذا التقطع آثار عملية على التيار الذي يمر في كتلة المواد في البنى الثنائية البعد وحتى في الأسلاك الكمومية، لأن عدد الإلكترونات المنقولة كبير.

إن نقل الشحنات في نظم النقاط الكمومية مختلف تماماً. في الواقع، يحدث النقل كعبور نفقي للإلكترونات من المهبط عبر النقطة الكمومية إلى المصعد. وهذا يعني أن المسافة الفاصلة بين المهبط والمصعد يجب اعتبارها كحاجز كموني تحويه النقطة الكمومية. وجدنا في الفقرة 3.3 أثناء دراستنا الأثر النفقي أن احتمال العبور النفقي يعتمد كثيراً على سماكة وارتفاع الحاجز: فمن أجل سماكة وارتفاع حاجز كبيرين لا يكون هنالك عبور نفقي، إلا أن العبور النفقي عبر حالات متقطعة متوضعة داخل الحاجز يمتلك احتمالاً أكبر. يمكن اعتبار العملية النفقية كعملية تتابعية: مسك الإلكترون من المهبط إلى الحالة المتوضعة أولاً ثم إصداره إلى المصعد.

وبالنتيجة فإن أسهل طريقة لانتقال الإلكترونات من المهبط إلى المصعد هي العبور النفقي عبر النقطة الكمومية.

ثم إن الإلكترون الحبيس ضمن النقطة الكمومية يحجز عبور الإلكترونات الأخرى نفقياً. يحدث نقل الإلكترونات بطريقة عالية الترابط، واحداً تلو الآخر على الأقل عند درجات الحرارة المنخفضة. وقد جرى دراسة أمثلة عن نقل إلكترون وحيد كهذا في الفقرة 5.6، وعليه يحدث التيار الكهربائي خلال نقطة كمومية في نمط نقل الإلكترون الوحيد. سنناقش الأدوات التي تستخدم هذا النقل في الفصل القادم.

في الحقيقة، إن الطرق الكهربائية المطبقة على النقاط الكمومية لتحقيق أدوات مفيدة ليست الطرق الوحيدة الممكنة، فيمكن تحقيق التحكم بالتيار الكهربائي عبر النقاط الكمومية بواسطة الضوء والأمواج الصوتية ..الخ. لنعتبر هنا التحكم الضوئي للنقاط وتوابع الإلكترونات البصرية للأدوات الأحادية البعد. تظهر أهم غرائب الخواص الضوئية للنقاط الكمومية بفضل تكميم الإلكترونات والثقوب. تمتلك طاقات حوامل الشحنة في النقاط الكمومية المصنعة باستخدام البنية المتباينة من النمط I الصيغة التالية:

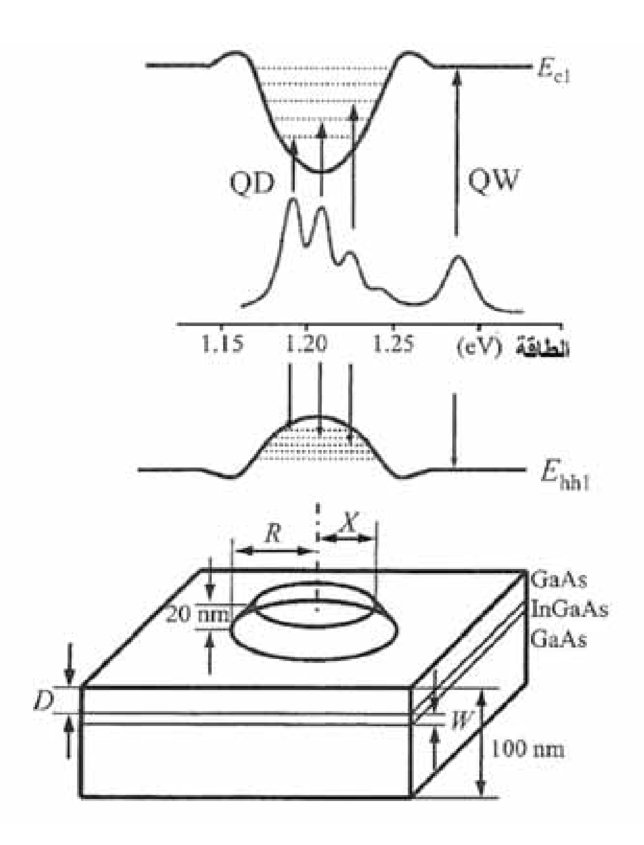
$$E_e^{QD} = E_g^{QD} + \varepsilon_n(n1,n2,n3), \qquad E_h^{QD} = -\varepsilon_n(n_1',n_2',n_3').$$

حيث تمثل E_g^{QD} فجوة الحزمة الأساسية لمادة النقاط الكمومية، وتكون E_g^{QD} أقل من فجوة الحزمة E_g للمادة المحيطة التي تحتضن النقاط في بنية هجينة من النمط I. يتعلق En وEp بمجموعات من ثلاثة أعداد كمومية متقطعة {n1,n2,n3} و{n'1,n'2,n'3} للإلكترونات والثقوب على التوالي. يجري تحديد ارتباط و بالأعداد الكمومية تبعاً للمواد المستخدمة للنقاط الكمومية ومحيطها، وهندسة النقاط ...الخ.

يمكن استخدام الارتباط في المعادلتين (51.3) و(53.3) لتقدير مستويات الطاقة، وبفضل أطياف الطاقة المتقطعة هذه تتفاعل أولاً مع الفوتونات ذات الطاقة المتقطعة:

$$\hbar\omega \equiv \frac{2\pi\hbar c}{\lambda} = E_g^{QD} + \varepsilon_n(n1,n2,n3) + \varepsilon_p(n_1',n_2',n_3'), \tag{10.7}$$

حيث تمثل c سرعة الضوء و λ طول موجة الضوء. تعطي التوليفات المختلفة للأعداد الكمومية $(n1,n2,n3)$ و (n_1',n_2',n_3') سلسلة من الخطوط الطيفية الضوئية يكون من أجلها التأثير المتبادل بين النقاط والضوء فعّالاً.



الشكل 13.7: مخطط للكمونات الحابسة لنقطة كمومية في الإلكترونات والثقوب. توافق قيم الأطياف الضوئية الانتقالات الضوئية بين الحالات المكممة للإلكترونات والثقوب في النقطة الكمومية

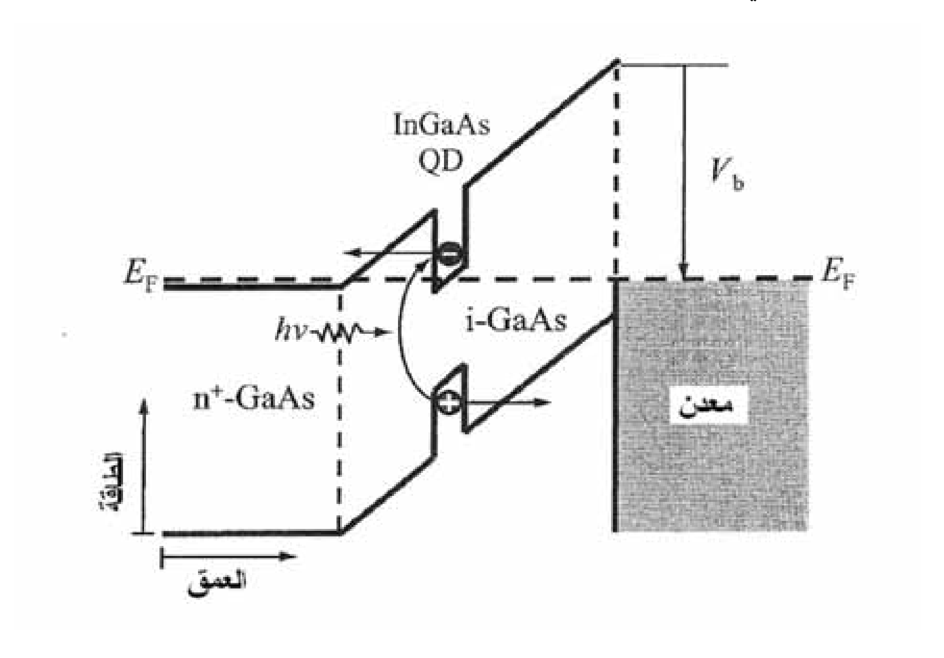
أعيد طبعها بإذن من: J. Tulkki and A. Heinämäki, "Confinement Effect in a Quantum Well Dot Induced by an InP Stressor," *Physical Review B*: vol. 52, no. 11 (1995) p. 8239 ©1995 by the American Physical Society.

تؤدي حقيقة أن الضوء المتفاعل مع النقاط ليس ممتصاً من قبل المادة المحيطة، يظهر الشكل 13.7 هذه الاعتبارات. وقد جرى تمثيل خطوط الكمون لحزمة النقل Ec وحزمة التكافؤ العليا (للثقوب الثقيلة) E_{hh}. تمثل الآبار الكمونية للإلكترونات والثقوب الكمونات الحابسة للنقطة الكمومية، كما تبدو أيضاً المستويات المكممة للإلكترونات

والثقوب، وتدل الأسهم إلى الانتقال الضوئي الممكن بين الحالات المكممة. ومن أجل كل انتقال، يظهر خط مميز من الطيف الإلكتروني. ترتفع خطوط الطيف لنقطة كمومية InGaAs منماة داخل بئر كمومي GaAs في منطقة طاقات الفوتونات بين 1.1 إلى 1.3 eV، كما يظهر الشكل 13.7. يعتمد عرض خطوط الطيف على عاملين اثنين:

أولاً: تتسع خطوط الطيف بسبب عمليات الارتخاء في النظام.

ثانياً: من الاعتيادي أن هنالك بعثرة في حجم النقاط الكمومية في التجارب التي يتفاعل فيها الضوء مع نقاط عديدة. يعطي هذا بعثرة في مواضع مستويات الطاقة وتوسيع الخطوط الإضافي.



الشكل 14.7: تمثيل لمخطط حزم الطاقة لديود ضوئي ذي نقطة كمومية وحيدة من أجل تجارب التيار الضوئي، مع تماس +n على اليسار وتماس معدني (تماس شوتكي) إلى اليمين.

من: **Hubert J. Krenner [et al.], "Recent Advance in Exciton-Based Quantum Information Processing in Quantum Dot Nanostructures,"** ***New Journal of Physics*****: vol. 7 (2005), figs. 1 and 13 (b), p. 184 © IOP Publishing Limited.**

يمكن تفسير التحكم الضوئي بالتيار الكهربائي الذي يعبر النقطة الكمومية بمساعدة الأداة التي تدعى الديود الضوئي أو النقطة الكمومية الوحيدة. إن قاعدة الديود منطقة صرفة (غير مشابة) تضمن فيها نقطة كمومية وحيدة.

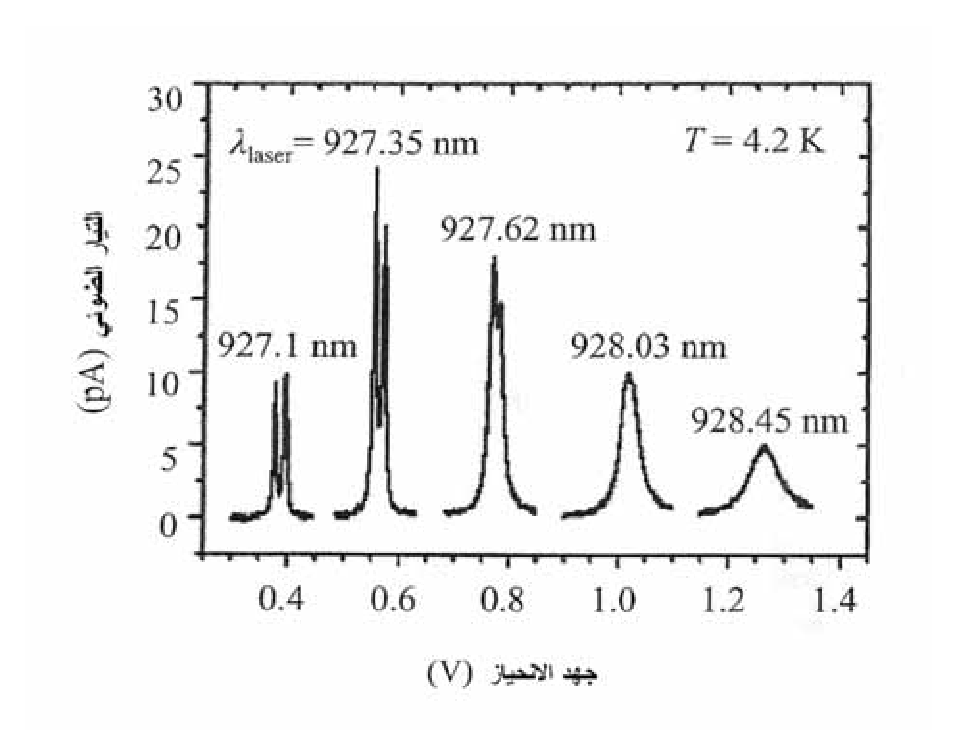
يظهر الشكل 14.7 تمثيلاً لمخطط الحزم لديود كهذا تحت شرط الاستقرار. يظهر حاجز كموني V_b (حاجز شوتكي) عند الوصلة المتباينة معدن/نصف ناقل. يجري تطبيق انحياز كهربائي على النهايتين؛ وفي الحالة المدروسة تتمثل النهايتان في المنطقة n+ (إلى اليسار) و التماس المعدني (تماس شوتكي) إلى اليمين. ويكون التيار الكهربائي ممكناً من حيث المبدأ بفعل آلية العبور النفقي بين الحزم، في حالة الانحياز العكسي. إلا أن احتمال عبور نفقي صغير جداً، وبالتالي يكون التيار مهملاً حتى عند تضمين نقطة كمومية في القاعدة.وتؤدي إثارة الديود، بضوء متجاوب مع الانتقالات الضوئية بين مستويات الإلكترونات والثقوب المتقطعة في النقطة الكمومية إلى تهيج زوج إلكترون–ثقب داخل النقطة. يمكن الآن للإلكترون والثقب أن يعبرا نفقياً من النقطة إلى المنطقة الصرفة، ويساهما في التيار الكهربائي "التيار الضوئي".

نمثل في الشكل 15.7 النتائج العملية لتهيج حالة الأرض

$(n_1 = n_2 = n_3 = n_1' = n_2' = n_3' = 1)$ لنقطة كمومية $In_{0.5}Ga_{0.5}As$ ذاتية التجميع ومضمنة في طبقة صرفة GaAs سماكتها nm360. بما أن البنى المتباينة InGaAs/GaAs من النوع I، يكون الجزء الفعّال ضوئياً هو النقطة الكمومية $In_{0.5}Ga_{0.5}As$ الوحيدة فقط. وقد أجريت التجارب عند درجة حرارة K 4.2.

جرى رسم منحنيات التيار الضوئي كتابع للانحياز الكهربائي من أجل ضوء ذي أطوال موجة مختلفة، كما في الشكل 15.7. يمكننا أن نرى أن للمنحنيات تياراً "ضوئي–جهد" صفة تجاوب واضحة. ويفسر ذلك حقيقة أن طاقات الإلكترونات والثقوب المكممة تزاح تحت الحقل الكهربائي المطبق كما يتوقع أثر ستارك (Stark) من أجل الذرات والجزيئات. عندما تكون هذه الطاقات بحيث يوافق طول الموجة المعطى بالعلاقة (10.7) الضوء المستخدم، يهيج الضوء الإلكترونات والثقوب داخل البئر الكمومي الأمر الذي ينتج التيار الضوئي المقاس.

وبتزايد الانحياز المطبق، تزاح الطاقات إلى قيم أصغر، ويزداد طول الموجة. يظهر الشكل 15.7 الأطياف من أجل إثارة لحالة الأرض نفسها للنقطة من أجل انحيازات مختلفة وتكون أطياف التيار الضوئي المشاهد ضيقة جداً، لأن هناك نقطة وحيدة. ويصبح تعريض الطيف مرئياً عند الانحيازات المرتفعة عندما تتحلل مستويات طاقة الإلكترونات والثقوب كنتيجة لمدى العبور النفقي المتزايد من النقطة.



الشكل 15.7: تجاوبات التيار الضوئي في أطوال موجة تهيج مختلفة بدلالة جهد الانحياز

أعيد طبعها بإذن من: Hubert J. Krenner [et al.], "Recent Advance in Exciton-Based Quantum Information Processing in Quantum Dot Nanostructures," ***New Journal of Physics*****: vol. 7 (2005), figs. 1 and 13 (b), p. 184 © IOP Publishing Limited ©IOP Publishing Limited.**

يمكن أن يجد التيار الضوئي المهيج بتجاوب مع تجاوب ضوئي قابل للتحكم به كهربائياً تطبيقات عديدة. يسهل الديود الضوئي ذو النقطة الكمومية تناول الحالات الكمومية المفردة التي يمكن ضبطها بانحياز كهربائي. إن هذه الإمكانية ضرورية للأدوات المستخدمة كمكونات للنظم المستخدمة في تقانة المعلومات الكمومية.

5.7 ملاحظات ختامية

ركزنا في هذا الفصل على البنى الكمومية التقليدية التي يجري الاستفادة منها حالياً في الإلكترونيات النانوية والإلكترونيات البصرية، تشمل هذه البنى الآبار الكمومية والأسلاك والنقاط، يعطي هذه البنى حبس الإلكترونات في بعد أو بعدين أو ثلاثة أبعاد على التوالي. ووجدنا أن حبس الإلكترونات في أي جهة يمنع الانتشار الحر وفق هذا الاتجاه ويؤدي إلى تكميم طاقة الإلكترونات.

وقد بيّنا أن أثر الحبس يمكن أن يكون قوياً جداً، وعلى وجه الخصوص، وجدنا أن الإلكترونات تتوضع في طبقة فراغية رقيقة بسماكة تبلغ 5nm إلى 10nm تبعاً لتركيز الإلكترونات. من أجل إحدى أكثر الحالات المستخدمة والعملية عندما تكون الإلكترونات حبيسة عند التواجد المتباين. يعطي هذا الحبس كثافات إلكترونيات مرتفعة فمثلاً توافق كثافة سطحية لإلكترونات حبيسة ثنائية البعد من رتبة 10^{+12} cm^{-2}. تركيز كتلة الركيزة في مجال 10^{18} cm^{-3} إلى 2×10^{18} cm^{-3}. وهي قيم عادية للمواد النصف الناقلة المشابة بشدة.

يمكن فصل الحوامل فراغياً عن الطبقات ذات الشوائب التي تولد حوامل حرة في الآبار والأسلاك الكمومية، تقود هذه التقنيات إلى بنى كمومية تتميز بحركية إلكترونات كبيرة بالنسبة إلى حالة البنى الصرفة. تؤدي هذه الحركية المعززة إضافة كثافة الإلكترونات المرتفعة والقابلة للتحكم إلى كثافات تيار كهربائي مرتفعة وسرعة عمل عالية.

تمتلك النقاط الكمومية أطياف إلكترونات وثقوباً مكممة بالكامل. يمكن أن يحدث نقل الإلكترونات عبر النقاط في النمط النفقي. وعليه فتختلف الخواص الضوئية للنقاط

كثيراً عن خواص العيّنات الكبيرة الصرفة، وكذلك عن خواص الآبار والأسلاك الكمومية. تتألف أطياف النقاط الكمومية من سلسلة من الخطوط المنفصلة، يمكن التحكم بمواضع خطوط الطيف عن طريق أبعاد النقاط وهندستها. تجد النقاط الكمومية تطبيقاتها في الإلكترونيات الضوئية.

ولمن يرغب بدراسة تفصيلية للبنى الكمومية التقليدية، ننصح بالعناوين التالية:

تقدم نتائج تكميم الإلكترونات في البنى Sio2/Si في العنوان التالي:

- T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, “Electronic Properties of Two-Dimensional Systems,” *Review of Modern Physics*: vol. 54 (1982), p. 437.

ويمكن أن نجد دراسات أمثلة خاصة للآبار الكمومية والأسلاك المبينة على مركبات III–V في المراجع التالية:

- G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (New York: Halsted Press, 1991).
- C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structure* (New York: Academic Press, 1991).
- V. V. Mitin, V. A. Kochelap, M. A. Stroscio, *Quantum Heterostructures* (New York: Cambridge University Press, 1999).

ويحلّل الكتاب التالي طرق تصنيع وخواص النقاط الكمومية:

- Dieter Bimberg, Marius Grundmann and Nikolai N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures* (Chichester: John Wiley and Sons, 1999).

6.7 مسائل

1. لنأخذ بنية بئر كمومي مع طاقة الإلكترونات المعطاة بالعلاقة (27.6) ولنفرض أن المسافة بين الحزم الثانوية من أجل الحزم الثانوية الثنائية البعد الأدنى $\Delta\varepsilon_{21} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ معطى. أَوْجِدْ صيغة التركيز الحرج n_c للإلكترونات الثنائية البعد التي

تبدأ عندها الحزمة الجزئية الثانية بالانشغال من أجل T→0. باستخدام ε_1 و ε_2 و $\Delta\varepsilon_{21}$ من أجل بئر كمومي لانهائي العمق، احسبِ التركيز الحرج n_c من أجل بئر كمومي عرضه L=10nm.

2. لنحصل على خواص الإلكترونات الحبيسة عند التواجه، يمكن أن نستخدم تابع موجة الإلكترونات للحالة المكممة الأدنى في صيغة المعادلة (9.7) الذي يتعلق فقط بالمعامل b. طَبِّقْ تعريف قيمة التوقع لكمية فيزيائية معطاة بالمعادلة (12.3) وأَوْجِدْ صيغة للمسافة الوسطى للإلكترونات من التواجه <z> أي احسب $<(z-<z>)^2>$

3. يمكن أن تكون الإلكترونات قرب الوصلة المتباينة النصف الناقلة حبيسة في الاتجاه الناظم على الوصلة المتباينة. يقدم الشكلان 1.7 و2.7 مخططاً للكمونات الحابسة. إذا كان للكمون حواجز عالية، يمكن أن ندرس مستويات الطاقة الأدنى ببعض الدقة عن طريق تطبيق التقريب المثلثي التالي:

$$V(x)=\begin{cases} eFx, & for \quad x>0, \\ \infty, & for \quad x\le 0. \end{cases}$$

توافق x=0 هنا موضع الوصلة المتباينة وF يمكن تفسيرها بالحقل الكهرساكن الحابس. يمكن حل معادلة شرودنغر من أجل المركبة العرضية لتابع الموجة الإلكتروني تماماً من أجل هذا النموذج المثلثي، وتكون الطاقات الإلكترونية المكممة:

$$\varepsilon_n=\left(\frac{e^2\hbar^2F^2}{2m^*}\right)^{1/3}P_n,$$

حيث P_n معاملات تعرف بمعادلة جبرية ما. نعلم أن المعاملين الأولين $P_1\approx2.35$ و $P_2\approx2.35$.

أعطِ مواضع مستويات الطاقة الدنيا للوصلة المتباينة AlGaAs/GaAs كتابع للحقل F باستخدام الكتلة الفعالة لـــ GaAs $m^*=0.067m_0$

يمكن ربط الحقل الكهرساكن F بسهولة لتركيز الإلكترونات ns داخل البئر المثلثي. إن الشوائب المشردة (الموجبة) في جزء فجوات الحزمة العريضة للوصلة المتباينة (x<0) تحدد الحقل الحابس F.

يساوي عدد هذه الشوائب تقريباً عدد الإلكترونات. وعليه في المنطقة x>0، يعطى قانون غاوس الحقل بالصيغة $F = 4\pi e n_s / \varepsilon$ حيث يمثل ε ثابت السماحية. بفرض أن التركيز يساوي $ns=10^{12}cm^{-2}$ و $\varepsilon=13$. احسب الحقل F والطاقتين ε1 و ε2. قارنِ الفصل بين المستويين الأولين مع الطاقة الحرارية k_BT عند درجة حرارة الغرفة. ناقشْ أشغال هذه المستويات بالإلكترونات عند الحرارة $T=300°K$

4. وجدنا في المقطع 4.4 حول تحليل أنواع مختلفة للبلورات، أن هناك ست نهايات صغرى لطاقات متكافئة (وديان)، وتتراكم الإلكترونات بشكل رئيسي حول هذه النهايات الصغرى. وتكون النهايات الصغرى عند الاتجاهات البلورية التالية [100] و [100] و [010] و [010] و [001] و [001] (انظر الجدول 1.4). يعطى طيف طاقة الإلكترون بالمعادلة (17.4) مع تنسورات الكتل الفعالة من النمط في المعادلة (19.4) خلال هذه النهايات الصغرى.

لنأخذْ طبقة بئر كمومي موجه بشكل عمودي على الاتجاه [001] من Si. نكتب هاملتوني الإلكترونات (الطاقة الحركية)، من أجل الإلكترونات الحرة المجمعة في زوج الوديان على طول الاتجاهين [001] و [001] على الشكل:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_t}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)-\frac{\hbar^2}{2m_l}\frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

في حين إن هاميلتوني النتروجين الآخرين للوديان يعطيان بالعلاقتين:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_l}\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\hbar^2}{2m_t}\frac{\partial^2}{\partial y^2}-\frac{\hbar^2}{2m_t}\frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

و

$$-\frac{\hbar^2}{2m_t}\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\hbar^2}{2m_l}\frac{\partial^2}{\partial y^2}-\frac{\hbar^2}{2m_t}\frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

تعني صيغ الهاميلتوني هذه أن حركة الإلكترونات على طول طبقة البئر الكمومي وتلك المتعامدة معها مستقلة تماماً. يجب أن تكون توابع الموجة والطاقات المكممة على صيغة المعادلة (2.7).

افرضْ أن حواجز الكمون للبئر الكمومي لانهائية الارتفاع. باستخدام نتائج المعادلتين (27.3) و(28.3) من أجل كمون لانهائي العمق، أوجدْ حزم الطاقة الجزئية لوديان الإلكترونات المختلفة. ناقشْ انشطار الطاقات للوديان في البئر الكمومي. حدِّدْ باستخدام معطيات m_l و m_t في الجدول 4.4 أي زوج من الآبار سيكون له الطاقة الدنيا. في بلورات Si كبيرة صرفة تكون أعداد الإلكترونات في نهايات صغرى متكافئة متساوية. هل نستطيع توقع توزيع إلكترونات يسببه التكميم في البئر؟ أيّ الوديان ستكون مشغولة كثيراً، وأيّها ستكون خاوية؟

5. تتكون بنية نانوية من غازي إلكترونات ثنائيي البعد ونصفي لانهائيين موصولين عبر سلك كمومي. جرى تصنيع البنية بالكامل من طبقة بئر كمومي لانهائية واحدة. هل يبرز حاجز كموني لحركة الإلكترونات من أحد الغازين الثنائي البعد إلى الآخر؟ اشرح لماذا يبرز الحاجز.

باستخدام المقاربة بضغط متساو الموصوفة بالمعادلة (124.6) ناقش ارتفاعات الحاجز من أجل الإلكترونات من حزم جزئية ثنائية البعد مختلفة.

افرض أن سماكة طبقة البئر الكمومي المصنوع من GaAs تبلغ 5 nm وأن عرض السلك الكمومي يبلغ 5 nm. قَدِّرْ ارتفاع هذا الحاجز من أجل الإلكترونات التي تشغل الحزمة الجزئية الثنائية البعد والأدنى.

6. تتطابق في المركبات النصف الناقلة III–V طاقات الثقوب الثقيلة والخفيفة عند شعاع الموجة الصفري، كما يظهر الشكل 10.4. تعرف مستويات الطاقة التي تظهر تطابقاً مماثلاً بمستويات الطاقة المنحلة. ويرفع تكميم نوعي الثقوب هذا الانحلال. احسب، باستخدام نماذج بجدران كمون لانهائي من أجل الآبار الكمومية والأسلاك والنقاط، الانشطار بين الحالات الدنيا للثقوب الثقيلة والخفيفة في هذه البنى المنخفضة الأبعاد.

7. من المعروف أن البنى المتباينة GaAs/AlGaAs من النمط I. وعليه يكون كل الإلكترونات والثقوب حبيسة في بنى منخفضة البعد مصنعة من هذه المواد. لنعتبر نقاط كمومية GaAs مضمنة في مصفوفة AlGaAs استخدم معاملات الإلكترونات والثقوب الثقيلة والخفيفة المذكورة في الجدول 5.4. اشرحْ أيَّ نوعٍ من الثقوب يشكّل حالة الأرض للثقوب في نقطة كمومية GaAs.

طَبِّقْ نموذج الصندوق الكمومي للمعادلة (51.3) لوصف النقاط الكمومية. احسبْ باستخدام المعادلة (10.7) مواضع خطوط الطيف للنقاط الكمومية بالأبعاد التالية: (a) L_x =3nm, L_y =5 nm, L_z = 7nm (b) و L_x=L_y=L_z=5 nm. تعطى فجوة الحزم لـــ GaAs في الجدول 5.4.

الفصل الثامن

الأدوات ذات البنى النانوية

1.8 مقدمة

جرى في الفصول السابقة مناقشة العمليات الفيزيائية الأساسية في السلم النانوي وتحليل المواد النانوية وطرق التصنيع النانوي بشكل مفصل. وتسمح المعرفة المكتسبة في هذه المناقشات السابقة بدراسة وتحليل مجموعة منوعة من الأدوات ذات البنية النانوية المختلفة. ندرس في هذا الفصل الأدوات الإلكترونية والضوئية والكهرميكانيكية . تحاكي بعض هذه الأدوات أدوات الإلكترونيات الدقيقة المعروفة ولكن بأبعاد صغيرة، تسهل هذه المقاربة التطبيقات لأدوات بأزمنة استجابة أقصر وترددات عمل أعلى، تعمل بتيارات أخفض وتبدد استطاعة أقل، وتبدي خواصّ مغيرة أخرى ومميزات محسنة. تتضمن هذه الأمثلة ترانزستورات الأثر الحقلي والترانزستورات الثنائية القطبية التي سندرسها في الفقرتين 3.8 و 5.8.

من جهة ثانية، تعتمد أجيال جديدة من هذه الأدوات على مبادئ فيزيائية جديدة لا يمكن الحصول عليها بالأدوات الميكروية. ومن بين هذه الأدوات، هنالك الأدوات التجاوبية النفقية التي سندرسها في الفقرة 2.8 وترانزستورات الإلكترونات الساخنة (أو الترانزستورات المقذوفية) في الفقرة 5.8 وأدوات نقل الإلكترون الوحيد في الفقرة 4.8 والأدوات الكهرميكانيكية النانوية (nanoelectromechanical) في الفقرة 7.8 وأخيراً أوتومات النقط الكمومية الخلوي(quantum-dot cellular automata) في الفقرة 8.8.

تعطي الأفكار المقدمة في هذا الفصل فهماً للتطور المستقبلي للإلكترونيات النانوية والأدوات الإلكترونية البصرية التي يمكن تحقيقها عبر استخدام واسع للتقانة النانوية.

2.8 الديودات النفقية التجاوبية (Resonant–tunneling diode)

تمثل الديودات (diodes)، أو بعبارة أخرى الأدوات الكهربائية ثنائية المربط (terminal)، أبسط العناصر الفعالة في الدارات الإلكترونية. تعتمد بعد تطبيقات الديودات على علاقة التيار بالجهد اللاخطية. وهناك خاصة أخرى مطلوبة من الديودات هي سرعة العمل. يتطلب العمل السريع جداً للديودات أن تكون بأبعاد أصغر ما يمكن.

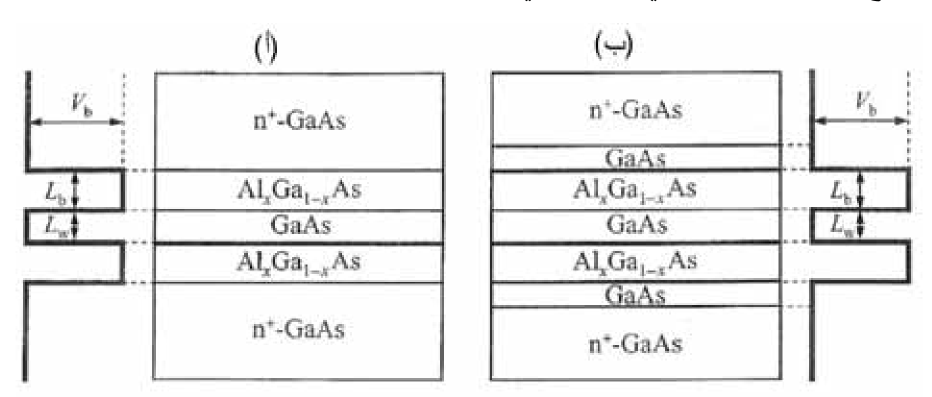
درسنا في الفصول السابقة نوعية الديودات القصيرة $n^+–i–n^+$ مع نقل إلكترونات تقليدي محدود بشحنة الفراغ. تستخدم هذه الديودات البنى المتباينة، أي إننا فرضنا أن تكون مصنعة من نفس المادة، ولكن بإشابة غير منتظمة. وتتحقق أعلى سرعة من بين الحالات المدروسة في الديودات المقذوفية (ballistic diodes). وبحسب تصنيف الفقرة 2.6 يجب أن نستخدم النقل الكمومي لوصف حالة تصغير أبعاد الديود إلى الحد الأقصى. وهناك مثال هام لهذه الديودات ذات الأبعاد النانوية يدعى الديود النفقي التجاوب الثنائي الحاجز (double–barrier resonant–tunneling diod). وندرس في هذه الفقرة هذا النوع من الديودات الكمومية نانوية البعد.

الفيزياء التي تؤسس للأثر النفقي التجاوبي

نبدأ بدراسة بنية متباينة ثنائية الحاجز (double–barrier heterostructure) كمثال على الديودات النفقية التجاوبية. يبيّن الشكل 1.8 سلسلة من طبقات بنية كهذه. يكون الجزء الأعلى والأسفل من البنية منطقتين مشابتين، في حين إن طبقات الحواجز والبئر غير مشابة. يظهر الشكل 1.8 (أ) بنية محددة يكون فيها طبقة بئر كمومي مضخته بين طبقتي حاجز $Al_xGa_{1-x}As$. وتعمل المنطقتان العليا والسفلى من GaAs المشاب كتماسين. يبيّن الشكل 1.8 (ب) تصحيحاً مختلفاً بشكل طفيف. حيث تفصل طبقتان فاصلتان إضافيتان المناطق المشابة وجزء الحاجز الثنائي للبنية.

تهدف هاتان الطبقتان الفاصلتان إلى منع بعثرة الإلكترونات النفقية بالشوائب في مناطق التماس. يمكن أن تختلف سماكة البئر والحواجز والفواصل بشكل كبير. يمكن أن تجد مستويات مكممة عديدة داخل البئر الكمومي.

في الحقيقة تكون هذه المستويات حالات شبه مرتبطة لأن هناك احتمالاً صغيراً، ولكنه محدود لعبور الإلكترونات النفقي إلى خارج البئر. ويكون العبور النفقي الميكانيكي الكمومي مسؤولاً عن أزمنة الحياة المنتهية للإلكترونات في هذه المستويات ويؤدي إلى اتساع حالات البئر الكمومي بعض الشيء.

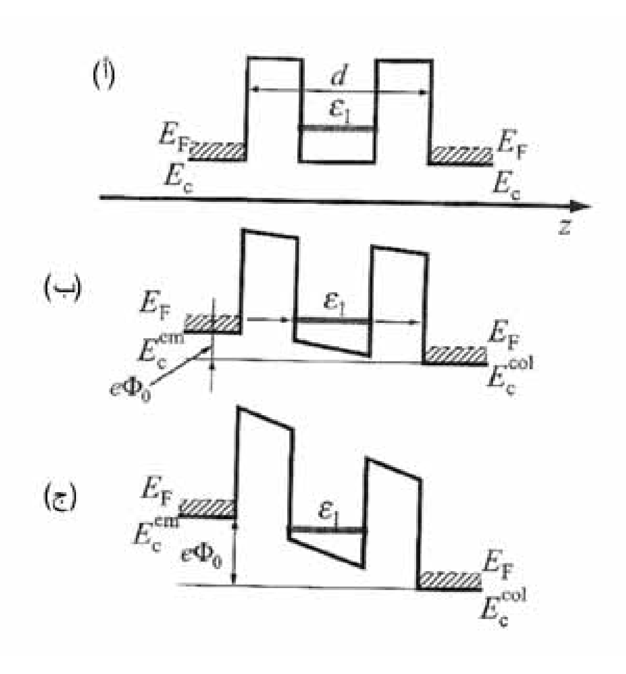


الشكل 1.8: تصميمات لطبقات البنى النفقية التجاوبية الثنائية الحاجز. (أ) طبقات متناوبة:GaAs مشاب +n (الركيزة وأحد التماسات) وAlGaAs غير مشاب (الحاجز)، وغير مشاب (البئر الكمومي) و غير مشاب (الحاجز) و مشاب (التماس الأعلى). (ب) نفس (أ) عدا وجود طبقتين فاصلتين غير مشوبتين إضافيتين من بين التماسين والحاجزين. تمثل Vb ارتفاع الحاجز وLb سماكة الحاجز و Lw عرض البئر الكمومي

يمكن بالتالي النظر إلى ديود نفقي تجاوبي كنظام ذي تماسين، مع حالات إلكترونات ثلاثية الأبعاد وبئر كمومي، مع نظام إلكتروني ثنائي البعد. وتكون هذه النظم الجزئية مرتبطة بشكل ضعيف عبر الأثر النفقي.

يمثل الشكل 2.8 مخططات حزم الطاقة للبنية من أجل ثلاثة جهود انحياز مختلفة. يوافق الشكل 2.8 (أ) حالة التوازن بدون تطبيق جهد. يوجد على الأقل مستوى شبه مترابط واحد في البئر المدروس، يبين الشكل 2.8 حالة مستو واحد للطاقة ε_1. في

الواقع يمثل ε_1 أسفل أدنى حزمة جزئية ثنائية البعد لأنه يوجد حركة إلكترونات حرة مستوية. يجري اختيار معاملات الديود بحيث يقع مستوى شبه الترابط . بعدم وجود انحياز، فوق مستوى طاقة فيرمي E_F في التماسين، كما في الشكل 2.8 (أ) بتطبيق جهد انحياز على التماسين يمكننا أن ننتج انزياحاً إلى أسفل لمستوى البئر. ويكون احتمال العبور النفقي عبر البنية الثنائية الحاجز صغيراً جداً في حالة الإلكترونات ذات الطاقات العشوائية. وبالتالي تكون الحالة الوحيدة المواتية لانتشار الإلكترونات عبر البنية عندما يقع مستوى شبه الترابط تحت طاقة فيرمي E_F ولكن فوق أدنى حزمة النقل للوصلتين. وفي هذه الحالة تنتشر الإلكترونات من المرسل (التماس الأيسر) ذات الطاقة الحركية للحركة المستوية (العمودية) $E_{\perp} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}$ التي تنطبق مع ε_1 ويكون احتمال الانتشار منتهياً. وهذا مايدعى العملية النفقية التجاوبية (resonant tunneling process) التي تمتلك ميزة هامة في إظهار مقاومة تفاضلية.



الشكل 2.8: مخططات حزمة الطاقة لبنى نفقية تجاوبية ثنائية الحاجز: (أ) شروط الاستقرار (ب) في التجاوب (ج) خارج التجاوب. جرى تمثيل الطاقة الكامنة للإلكترونات وإشغالية حزمة

الطاقة في مناطق التماس +n على الأجزاء اليسرى واليمنى من الشكل. تمثل E_c^{em} و E_c^{col} **مواضع اسفل حزم النقل تحت الانحياز الكهربائي**

لنتذكر أن الخواص الكهربائية لناقل بسيط ذي منحن مميز للتيار بدلالة الجهد تتحدد بمقاومة R وفقاً للصيغة:

$$I = \Phi_0 / R,$$

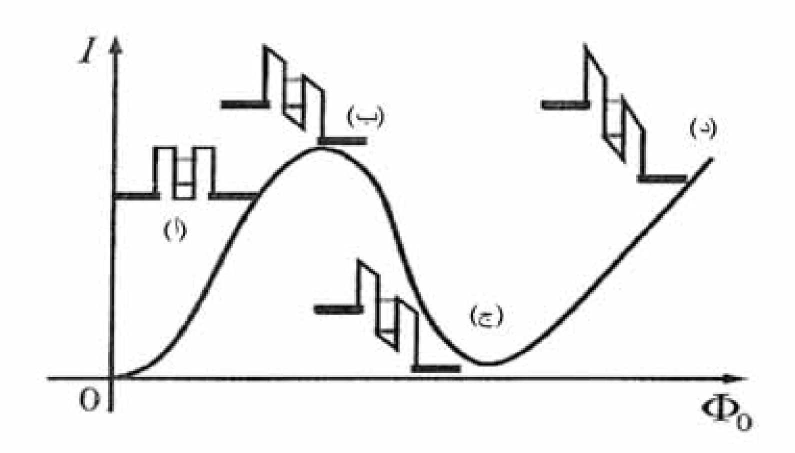
حيث Φ_0 يمثل الجهد المطبق و I التيار وإذا كان لناقل منحن مميز لاخطي للتيار بدلالة الجهد يمكننا أن نقدم ما يدعى بالمقاومة التفاضلية (differential resistance):

$$R_d = \left(\frac{dI}{d\Phi} \right)^{-1}.$$

يستخدم تعبير المقاومة التفاضلية السالبة للدلالة أن $R_d < 0$ وهذا يوافق الأثر غير الاعتيادي لتناقص التيار مع تزايد الجهد المطبق.

يفسر النموذج الوصفي التالي للعبور النفقي التجاوبي ظهور المقاومة التفاضلية السالبة قبل أن يصل مستوى البئر موضع التجاوب، يكون التيار عبر الديود صغيراً جداً، لأنه يكون محكوماً بعبور نفقي لا تجاوبي وبالنقل فوق الحاجز وكل منهما له احتمال حدوث صغير. عندما يوافق الانحياز حالة طاقات التجاوب، كما يظهر في الشكل 2.8 (ب) يزداد ثابت الانتشار (transmission coefficient) والتيار الكهربائي عبر الديود بشكل حاد. يستمر تزايد التيار مع ازدياد جهد الانحياز حتى يعبر مستوى التجاوب أسفل حزمة النقل الباعث، وليس هناك إلكترونات (حزمة النقل فوق مستوى فيرمي E_F). كما يظهر في الشكل 2.8 (ج) لتعبر نفقياً تجاوبياً وينخفض التيار بالرغم من تزايد جهد الانحياز. وبالتالي يصبح لدى المنحني المميز للتيار بدلالة الجهد للبنية قسم يبدي مقاومة تفاضلية سالبة. يقدم الشكل 3.8 الشكل العام للمنحني المميز تيار–جهد. يمكن تحقيق زيادة إضافية للتيار من أجل انحياز كبير إما بإزاحة حالات شبه مترابطة أخرى بحيث

تكون متجاوبة مع طاقات الإلكترونات في الباعث أو بتغيير ملموس لمنحني الكمون والنقل غير التجاوبي عبر وفوق الحاجز.



الشكل 3.8: منحني التيار بدلالة الجهد لديود نفقي تجاوبي، توافق الأجزاء المعنونة (أ) و (ب) و(ج) الحالات الفيزيائية المبينة في الشكل السابق. يظهر الجزء (د) ما يحدث بالتيار عندما تدخل الحالة الشبه المترابطة الثانية التجاوب مع الإلكترونات من الباعث

المميزات الكمية للأثر النفقي التجاوبي

يمكن للانتشار التجاوبي للإلكترونات عبر الديود الثنائي الحاجز أن يكون بسبب عمليات مختلفة فيزيائياً. من حيث المفهوم، إن أبسط طريقة هي العبور النفقي الميكانيكي الكموني المباشر، وهو يوافق النفقية المنسجمة.

العبور النفقي المنسجم

يتميز الإلكترون في هذه الحالة بتابع موجة واحد عبر كامل البنية الكمومية. ندعو تقليدياً مهبط مصعد الديود بالباعث (emitter coherent tunneling) والمجمع (collector) على التوالي. يوصف الإلكترون الداخل في البنية من الباعث بتابع الموجة $\psi^{em}(r,z)$ الذي له شكل الموجة المستوية الواردة:

$$\psi^{em}(r,z) = A^{em} e^{i\left(kr + k_z^{em} z\right)},$$

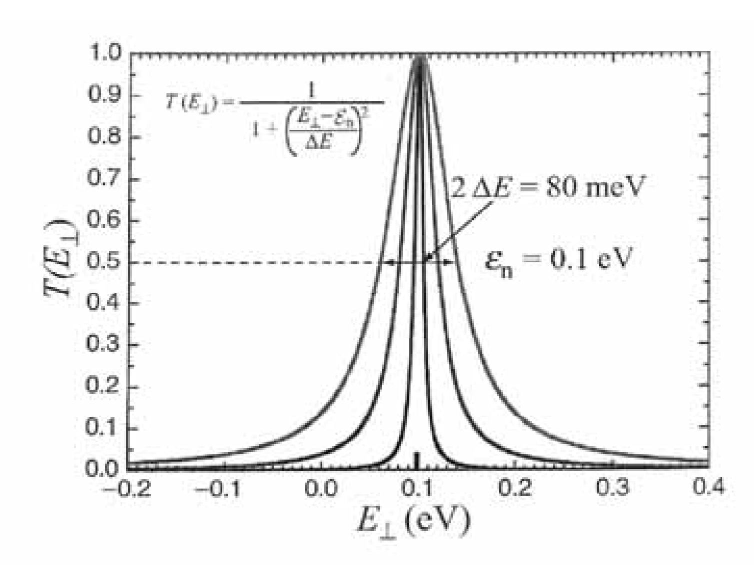
وموجة خارجة عبرت البنية:

$$\psi^{em}(r,z) = B^{em} e^{i\left(kr + k_z^{col} z\right)},$$

يمثل k و r هنا شعاعين مستويين ثنائيي البعد (two-dimensional in-plane vector) ويمثل z عمود موجه على الطبقات. والكميتان k_z^{em} و k_z^{col} هما المركبتان وفق z لشعاع الموجة في الباعث و المجمع على التوالي. ويكون الشعاع k في بنية طبقية محفوظاً لأنه لا يوجد أي قوى تؤثر في اتجاهات المستوي؛ وعليه يكون k هو نفسه للموجة الواردة والخارجة. يمكن الحصول على العلاقة بين هذين الشعاعين والطاقتين الموافقتين $E_{\perp}^{col}$ و $E_{\perp}^{em}$ والجهد المطبق Φ_0 من قانون انحفاظ الطاقة:

$$E_{\perp}^{em} - E_{\perp}^{col} \equiv \frac{\hbar^2 \left(k_z^{em}\right)^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 \left(k_z^{col}\right)^2}{2m^*} = e\Phi_0.$$

وبدلاً من حل معادلة شرودنغر، نعطي هنا الصيغة المبسطة لـ $T(E_{\perp})$ التي تسمح لها بتقديم العوامل الأساسية للأثر النفقي التجاوبي.



الشكل 4.8: العرض الكامل 2ΔE عند نصف القيم العظمى لذروة الانتشار

ينتج من التحليل الوصفي المذكور آنفاً أن $T(E_\perp)$ يمتلك ذرىً حادة في جوار طاقات التجاوب ε_n.

يمكننا تقريب هذه الذرى في بنية ذات حواجز متناظرة بالصيغة التالية:

$$T(E_\perp) = \frac{1}{1+\left(\frac{E_\perp - \varepsilon_n}{\Delta E}\right)^2}, \qquad (1.8)$$

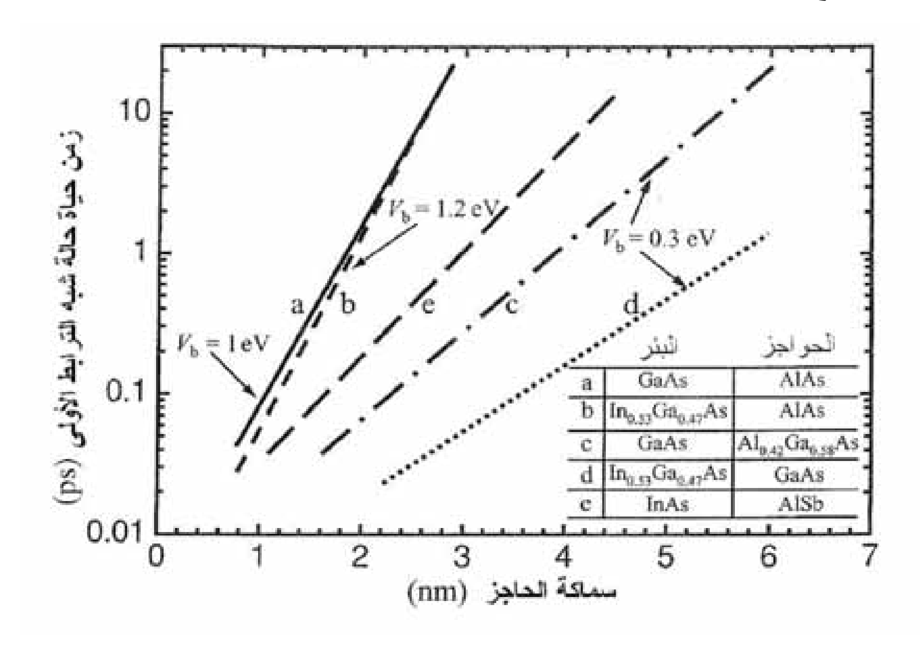
حيث يمثل $2\Delta E$ العرض الكلي عند نصف القيمة العظمى لذروة الانتشار. تفترض المعادلة (1.8) أن احتمال العبور النفقي خلال البنية تساوي الواحد عندما تنطبق طاقة الإلكترون $E_\perp$ مع الحالة الشبه المترابطة ε_n.

جرى رسم التابع $T(E_\perp)$ في عدة أمثال من ΔE في الشكل 4.8. يمكننا أن نرى أن يكون معامل الانتشار النفقي تابعاً حاداً جداً لطاقة الإلكترونات. ومن المناسب أن نقدم، إضافة إلى عامل الانتشار، احتمال العبور النفقي للإلكترونات إلى خارج البئر في الثانية وهو يعطى بدلالة ΔE: $\Gamma = \Delta E / h.$ وبحسب علاقة الشك يمكننا تقدير زمن الحياة τ للإلكترونات على مستوى شبه الترابط بين الحواجز بالعلاقة: $\tau = 1/(2\Gamma)$.

يمكن التعبير عن الاحتمال النفقي في وحدة الزمن كجداء (حاصل الضرب) معدل المحاولات $V_z/2L_w$ واحتمال العبور النفقي عبر حاجز واحد بمحاولة واحدة T : $\Gamma = T\frac{v_z}{2L_w}$, حيث يمثل L_w سماكة البئر وV_z السرعة العرضانية للإلكترونات في البئر، التي يمكن تقديرها بالعلاقة: $m^* v_z^2 / 2 = \varepsilon_n$.

نختار مجموعة المعاملات (parameters) التالية، من أجل الوصول إلى تقديرات عددية توضيحية: طاقة المستوى الأول $\varepsilon 1$=50meV، وارتفاع وسماكة الحواجز V_b=300 meV و L_b=40 Å وعرض البئر L_w= 100 Å . نحصل في هذه البنية على v_2=5×10^7 cm s^{-1} و Γ=10^{11} s^{-1} وعليه يكون زمن حياة الإلكترون في البئر مساوياً τ=5×10^{-2} s. يعتمد كل من τ و Γ على ارتفاع وسماكة الحواجز بشكل كبير.

يعتمد زمن حياة المستوى الشبه المترابط على معاملات البنية المتباينة وتوليفات المواد. يظهر الشكل 5.8 أزمنة حياة الحالات الشبه المترابطة من أجل خمس بنى ثنائية الحاجز. نفترض أن البنى مصنوعة من GaAs/AlGaAs، وInGaAs/AlAs ، وInGaAs/GaAs، InAs/AlSb . وتساوي عروض الآبار الكمومية 46Å، في حين تبلغ سماكات الحواجز من10 Å إلى 60Å. تغير ارتفاعات الحواجز من 0.3 ev إلى 1.2 ev وهي مبينة على الخطوط . يظهر الشكل 5.8 أن زمن الحياة يمكن أن يتغير في نطاق واسع جداً.



الشكل 5.8: زمن الحياة للحالة الشبه المترابطة في البنى المزدوجة الحاجز من النوع n– المصنوعة من نظم المواد الخمسة المذكورة في النص. وقد جرى تثبيت عرض البئر الكمومي عند 46Å

عن: T. C. L. G. Sollner [et al.], "High-Frequency Applications of Resonant-Tunneling Device," in: J. M. Chamberlain, L. Eaves and J. C. Portal (eds.), *Electronic Properties of Multilayers and Low-Dimensional Semiconductor Structures* (New York: Plenum, 1990), pp. 283-296.

نعرف من أجل البنية الثنائية الحاجز اللامتناظرة معاملي انتشار مختلفين للحاجز الأيسر T_l والأيمن T_r على التوالي بحيث يمكن تقريب معامل الانتشار الكلي T بالعلاقة:

$$T(E_\perp) = \frac{4T_lT_r}{(T_l + T_r)^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{E_\perp - \varepsilon_n}{\Delta E} \right)^2}, \tag{2.8}$$

حيث $\Delta E = \hbar\Gamma$ و $\Gamma = \frac{(T_l + T_r)v_z}{2L_w}$ وتكون القيمة العظمى للانتشار عند $\varepsilon_n = E_\perp$ أقل من الواحد.

من المهم أن ندرك أننا حصلنا على هذه النتائج بفرض أن الإلكترونات تمر عبر النظام بدون بعثرة طور متغير (phase–changing scattering)، بحيث يبقى $E_\perp$ ثابتاً.

يمكن أن نحصل على تقديرات لمنحنيات التيار بدلالة الجهد المبينة في الشكل 3.8، باستخدام المعاملات المذكورة من أجل البنى التجاوبية النفقية الثنائية الحاجز وبفرض درجات حرارة منخفضة.

تصف الصيغتان (1.8) و (2.8) انتشار إلكترون بطاقة ثابتة $E_\perp$. ويجب أن نأخذ في الحسبان لحساب التيار الكهربائي، كل الإلكترونات التي تعبر نفقياً من الباعث إلى المجمع. نفرض تحقق التوازن الحراري للإلكترونات في مناطق التماسات (مناطق مشابة بشدة). وعليه يمكننا أن نفترض بتقريب معقول أن توزيع فيرمي يعطي توزيع الإلكترونات التي تدخل جزء الحاجز الثنائي من البنية.

و إذا طبقنا جهد انحياز Φ_0 ، يكون الفرق بين طاقتي فيرمي في الباعث E_F^{em} والمجمّع E_F^{col} معطى بالعلاقة:

$$E_F^{em} - E_F^{col} = e\Phi_0.$$

وأثناء اشتقاقنا صيغة لانداوير في الفقرة 5.6. حصلنا على معادلة لمحصلة التيار في أداة نانوية:

$$I = I^{em} - I^{col},$$

حيث أدخلنا التيار من الباعث إلى المجمع I^{em} والتيار من المجمع إلى الباعث I^{col}، بعبارات التحليل الحالي. يمكن التعبير عن هذه التيارات بدلالة تركيزات الإلكترونات في المسريين $n^{em}(E_{\perp})$ و $n^{col}(E_{\perp})$:

$$I^{em,col} = \frac{e}{2\pi\hbar}\int dE_{\perp} T(E_{\perp}) n^{em,col}(E \perp). \qquad (3.8)$$

تجري المكاملة هنا في الطاقات $E_{\perp}$ فوق أسفل حزم النقل في الباعث والمجمع على التوالي.

يعطى التركيزان n^{em} و n^{col} و بالمعادلة (6.7). لنعتبر حالـــة درجــات الحـــرارة المنخفضة حيث تكون عبارة التركيز أبسط. عندها نحصل بدلاً من المعادلة (6.7) على:

$$n^{em}(E_{\perp}) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}(E_F - E_{\perp}). \qquad (4.8)$$

وتكون طاقة الإلكترونات العرضانية محدودة بالعلاقة $E_F^{em} < E_{\perp} < E_c^{em}$ و إلا ستكون الكثافة المستوية للإلكترونات العابرة نفقياً تساوي الصفر. ونحصل على عبارة التيار التالية:

$$I = \frac{em^*}{2\pi^2\hbar^3}\int_{E_F^{em}-e\Phi_0}^{E_F^{em}} dE_{\perp}(E_F^{em} - E_{\perp})T(E_{\perp}), \qquad e\Phi_0 < E_F^{em}. \quad (5.8)$$

تأخذ هذه الصيغة بعين الاعتبار حقيقة أن العبور النفقي ممكن فقط من أجل الإلكترونات التي تحقق الشرط: $E_F^{em} < E_{\perp} < E_F^{em} - e\Phi_0$ لأن كل الحالات في المجمع والتي طاقتها $E_{\perp} < E_F^{em} - e\Phi_0$ تكون مشغولة. يمكن لكل إلكترونات الباعث أن تعبر نفقياً من أجل $e\Phi_0 < E_F^{em}$، ويكون لدينا:

$$I = \frac{em^*}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_F^{em}}^{E_F^{em}} dE_\perp \left(E_F^{em} - E_\perp\right) T\left(E_\perp\right), \quad e\Phi_0 > E_F^{em}. \tag{6.8}$$

نفترض أن اللورنتزيان (Lorentzian) في المعادلتين (1.8) و(2.8) ضيق بالنسبة إلى E_F^{em}. عندها يكون التكامل على قيم $E_\perp$في المعادلتين (5.8) و(6.8) سهلاً ويعطي:

$$I = \frac{em^* v_z}{2\pi\hbar^2 L_w} \left(E_F^{em} - \varepsilon_n\left(\Phi_0\right)\right) \frac{T_1 T_r}{T_1 + T_r}, \tag{7.8}$$

حيث استخدمنا المعادلة (2.8) من أجل الحواجز اللامتناظرة. تمثل هذه المعادلة التيار النفقي عبر حالة الترابط مع طاقة $\varepsilon_n(\Phi_0)$ تعتمد على جهد الانحياز، كما سبق وأوضحنا في مثال الشكل 3.8 (ب). نصل إلى ذروة التيار عندما تكون طاقة حالة الترابط متجاوبة مع أسفل حزمة النقل في الباعث E_c^{em}:

$$I_p = \frac{em^* v_z}{2\pi\hbar^2 L_w} E_F \frac{T_1 T_r}{T_1 + T_r}. \tag{8.8}$$

وعندما تقع طاقة حالة الترابط تحت أسفل حزمة النقل في الحاجز، يهبط التيار بسرعة حتى القيمة المحددة بالعمليات النفقية خارج التجاوب. يمكن تقدير هذه القيمة إذا فرضنا أن معاملات الانتشار خارج التجارب الثابتة:

$$I_v = \frac{em^*}{2\pi^2\hbar^3} E_F^2 T_1 T_r. \tag{9.8}$$

وبما أن معاملات الانتشار تكون المتراجحة $1 >> T_r, T_l$ صحيحة، يكون تيار التجاوب في المعادلة (8.8) أكبر بكثير من التيار خارج التجاوب في المعادلة (9.8).

وتدعم النتائج التي حصلنا عليها من أجل الآلية المتجانسة للعبور النفقي عبر بنية ثنائية الحاجز المناقشة الوصفية التي أعطيناها في بداية هذه الفقرة.

العبور النفقي التتابعي (Sequential tunneling)

هنالك عملية أخرى مسؤولة عن الأثر النفقي التجاوبي، وتدعى "العملية النفقية التتابعية" (sequential tunneling process). في الحالة النفقية التتابعية، ننظر إلى نقل الإلكترونات عبر البنية –بشكل صنعي– كانتقالين متتابعين: الأول من الباعث إلى البئر الكمومي ثم من البئر إلى المجمع.

ومن المهم أن نسلط الضوء على الفرق الأساسي بين الآلية المتجانسة المدروسة آنفاً والآلية التتابعية للعبور النفقي التجاوبي. تستثني الآلية الأولى أي اصطدامات للإلكترونات خلال الانتقال من الباعث إلى المجمع. أما الثانية فيمكن تطبيقها حتى بوجود بعثرة إلكترونات داخل البئر الكمومي.

وبالرغم من أن العمليتين التتابعية والمتجانسة تنتج نفس السلوك للبنى التجاوبية الثنائية الحاجز، فمن المفيد أن نفرق بينهما ونقارنهما. عرفنا في النقاش السابق تعريض الحالة الشبه المترابطة Γ بفضل العملية النفقية. إذا حدثت كلتا عمليتي البعثرة والعبور النفقي داخل البئر يزداد عرض الحالة الشبه المترابطة Γ_r.

لنعرف عرض الحالة الشبه المترابطة "كالعرض الكامل" لنصف القيمة العظمى لذروة الانتشار. وليكن تعريض الصدم لهذه الحالة Γ_{sc}. نستنتج من النقاش السابق أن العبور النفقي المتجانس يغلب إذا كان $\Gamma_{sc} < \Gamma_r$ في حين إن العمليات التتابعية تغلب إذا كان $\Gamma_{sc} > \Gamma_r$. يوضح الجدول 1.8 الأنماط المختلفة للعبور النفقي لبنى ثنائية الحاجز عديدة محددة $\mathbf{Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs}$ عند الانحياز الصفر.

الجدول 1.8: عرض التجاوب وتعريض الصدم للمستوى ε1 من البنى الثنائية الحاجز $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$

			Γ_r/Γ_{sc}		
L_w (Å)	L_b (Å)	Γ_r (meV)	عند $T = 300$ K	عند $T = 200$ K	عند $T = 70$ K
50	70	1.3×10^{-2}	6×10^{-3}	1.9×10^{-2}	2.6×10^{-1}
50	50	1.5×10^{-1}	7.5×10^{-2}	8.3×10^{-1}	3.1
50	30	1.76	0.88	1.3	3.6
20	50	6.03	3.02	4.56	124

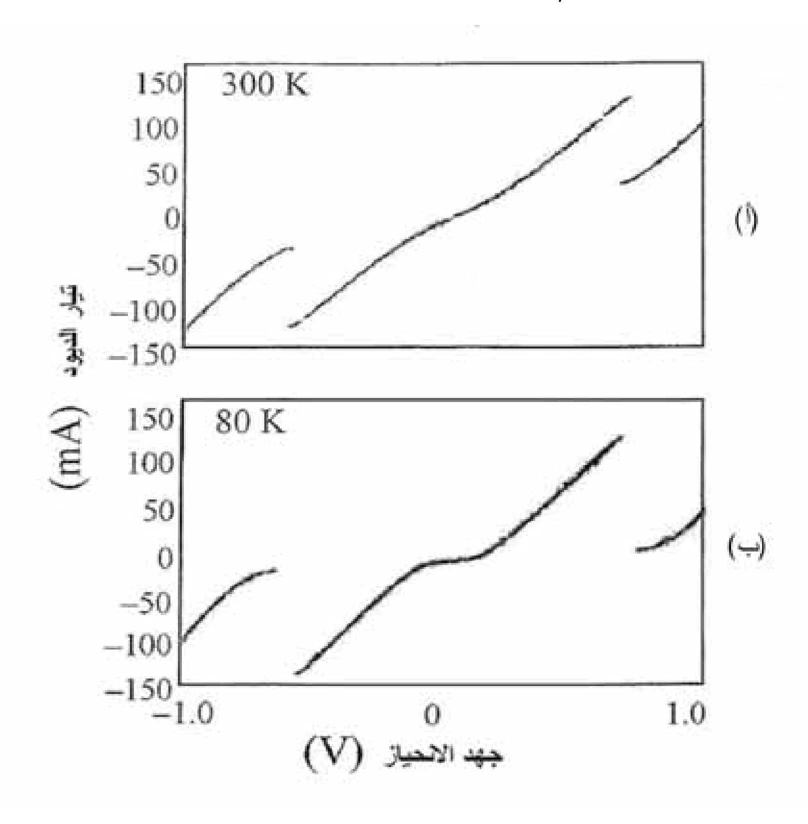
يمثل في هذا الجدول L_w و L_b سماكتي الآبار والحواجز على التوالي. ونحسب النسبة Γ_r / Γ_{sc} باستخدام التقدير $\Gamma_{sc} = \hbar/\tau$ حيث τ هو زمن البعثرة. وحسب نتائج الفصل السادس، يمكن حساب هذا الزمن إما من المبادئ الأولى أو بالاستنتاج من قياسات الحركية التجريبية.

فرضنا في الجدول 1.8 القيم التالية: عندما $T = 300K$ و $\mu = 7000\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ و $\tau \approx 3\times10^{-13} s$؛ وعندما $T = 200K$ و $\mu = 2\times10^4\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ و $\tau \approx 10^{-12}$ s ؛ وعندما $T = 70K$ و $\mu >= 10^5\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ و $\tau >= 5\times10^{-12}$ s. وعندما $\Gamma_r / \Gamma_{sc} > 1$ تكون الاصطدامات المرنة مهملة ويكون العبور النفقي التجاوبي متجانساً بشكل كبير. يمكن أن نرى من الجدول 1.8 أن نوع العبور النفقي عادي من أجل حالة درجات الحرارة المنخفضة والحواجز الرقيقة. وفي النهاية المقابلة أي من أجل $\Gamma_r / \Gamma_{sc} << 1$ تكون العمليات النفقية تتابعية غالباً.

ومن المهم أن نؤكد أن البعثرة تؤثر أيضاً في قيمة معامل الانتشار. تتناقص القيمة العظمى لاحتمال الانتشار بالعامل $\Gamma_r / (\Gamma_{sc} + \Gamma_r)$ عند حدوث البعثرة. وهذا ما يفسر زوال العبور النفقي التجاوبي عند درجات الحرارة العالية وفي بنى ذات تشوهات وشوائب.

المقاومة التفاضلية السالبة تحت العبور النفقي التجاوبي

كما سبق ورأينا من المناقشات الوصفية، تبدى البنى النفقية التجاوبية منحنيات مميزة تيار– جُهُد لاخطية. وبوجه خاص من المهم أن هناك قسماً من هذه المنحنيات يتناقص فيه التيار مع ازدياد الجهد. يظهر الشكل 6.8 المنحنيات المميزة تيار–جهد لبنية ثنائية الحاجز من Al In As/Ga In As.



الشكل 6.8: المنحنيات المميزة تيار–جهد من أجل بنية نفقية تجاوبية ثنائية الحاجز ومتناظرة من $Al_{0.48}\ In_{0.52}\ As/Ga_{0.47}\ In_{0.53}\ As$ عند درجة حرارة 300K (أ) و80K (ب)

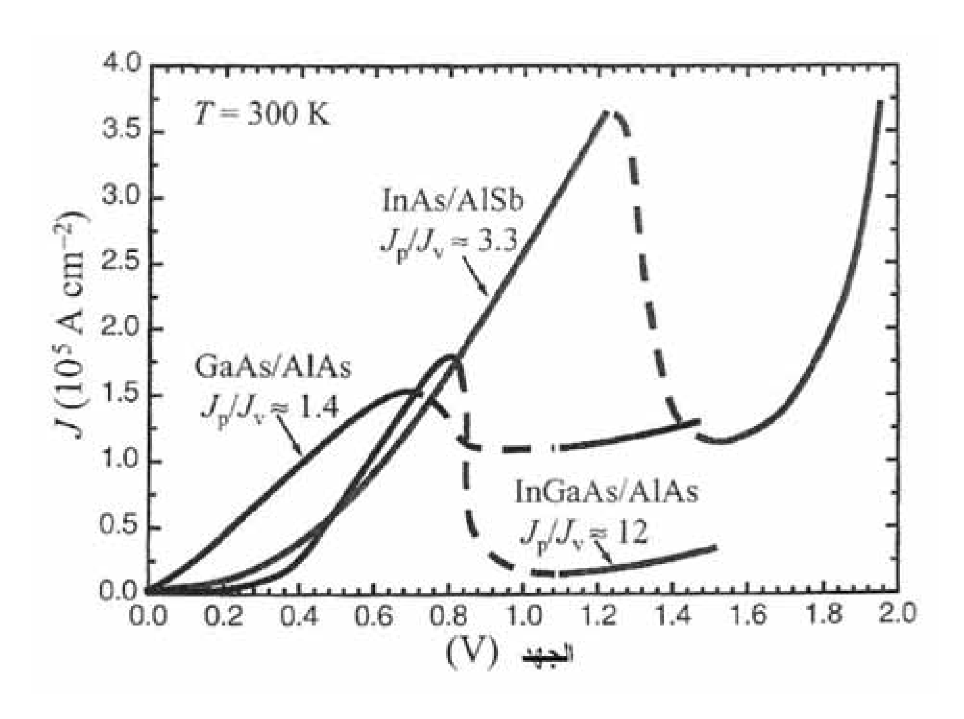
من: F. Capasso [et al.], "Quantum-effect Device," in: S. M. Sze (ed.) *High-Speed Semiconductor Devices* (New York: Wiley, 1990), fig. (1).

جرى تمثيل النتائج من أجل درجتي حرارة T= 80K وT=300K. البنية متناظرة (حواجز متشابهة وسماكات متساوية للفواصل وإشابة تماسات متساوية)؛ وعليه فهنالك منحني مميز تيار–جهد متناظر عكسياً. ومن أجل درجات الحرارة الأخفض هنالك جزء بتيار معدوم تقريباً في جهود انحياز منتهية، يوافق موضع مستوى شبه مترابط تجاوبي فوق مستوى فيرمي للمبشر وتيارات صغيرة جداً لا تجاوبية وفوق الحاجز. عندما يزاح هذا المستوى تحت أسفل حزمة النقل في الباعث ($\Phi_0 \approx \mp 0.75\,V$) ليهبط التيار إلى قيم شبه معدومة. وفي درجة حرارة الغرفة، توجد تيارات فوق الحاجز صغيرة عند أي جهد انحياز منتهي ويهبط التيار أقل من الحالة السابقة بشكل ملموس. هنالك معامل ميز هام للمقاومة التفاضلية السالبة من النمط n وهو نسبة القيمة العظمى والصغرى للتيار والتي تدعى "نسبة الذروة إلى الوادي" (peak–to–valley ratio).

يعزز تحقيق نسب ذرى إلى وديان كبيرة إمكانية التطبيقات التي تستخدم المقاومة التفاضلية السالبة. تبلغ قيمة النسبة ذروة إلى وادي 15 عند 80K. تتناقص النسبة إلى قرابة 4 في درجة حرارة الغرفة. لا تعتمد النسبة ذروة إلى وادي على الطبيعة الفيزيائية للمقاومة التفاضلية السالبة فقط و إنما على العديد ممن عوامل التصميم و العوامل التقنية أيضاً.

على الرغم من أن تطوير النظام الثنائي الحاجز لازال قيد التنفيذ، يمكن الحصول على نسبة ذروة إلى وادي من رتبة 20 أو أكثر من أجل معظم البنى المثالية والكاملة.

يمثل الشكل 7.8 مقارنات للمنحنيات المميزة تيار–جهد من أجل بنى ثنائية الحاجز متعددة ونسب ذروة إلى وادي عند T=300K. تتميز ثلاثة أنواع بنى متباينة تستخدم حالياً لديودات النفقية التجاوبية GaAs/AlAs وInGaAs/AlAs وInAs/AlSb بكثافات تيار تتجاوز 10^{-5} A cm^{-2} وتبدي ناقلية سالبة في درجة حرارة الغرفة، نحصل على أعلى نسبة ذروة إلى وادي من أجل بنى InGaAs/AlAs (فوق 10 عند درجة حرارة الغرفة) ولكن أعلى كثافات تيار تكون لبنى InAs/AlSb وتساوي $J_m \approx 4\times 10^5\,\mathbf{A\ cm}^{-2}$. أما من أجل بنى GaAs/AlAs فتكون هذه العوامل متواضعة: نسبة ذروة إلى وادي تساوي 1.4 و $J_m \approx 1.5\times 10^5\,\mathbf{A\ cm}^{-2}$.



الشكل 7.8 كثافة التيار عند درجة حرارة الغرفة بدلالة الجهد ونسب ذروة إلى وادي J_p/J_v من أجل ديودات نفقية تجاوبية ثنائية الحاجز وعالية السرعة مصنوعة من نظم ثلاثة مواد مختلفة: GaAs/AlAs وInGaAs/AlAs و InAs/AlSb

عن: E. R. Brown, "Resonant Tunneling in High-Speed Double Barrier Diodes," in: J. Shah (ed.), *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures: Physics and Applications* (Boston, MA: AT&T and Academic, 1992), pp. 469-498.

هنالك معامل هام آخر لأي نظام يبدي مقاومة تفاضلية سالبة وهو الزمن المميز للعمليات المسؤولة عن المقاومة التفاضلية السالبة. يحدد هذا الزمن حد التردد الأعلى الفيزيائي الذي تختفي عنده المقاومة التفاضلية. من السهل أن نقدر التردد الحدي للديود النفقي التجاوبي المدروس سابقاً، لأن هذا النوع من نقل الإلكترونات ليس له مثيل تقليدي. يمكن إجراء تحليل دقيق للخواص الترددية للعبور النفقي عن طريق حسابات عددية متوافقة مع نفسها تتطلب معادلة شرودنغر مستقلة عن الزمن والمعادلات الحركية التي تصف العمليات في التماسات ومعادلة بواسون.

لم نتمكن بعد من حل هذه المسألة المعقدة. وعلى كل فقد أثبتنا أن الزمن المميز للعمليات النفقية يمكن أن يعطى بالصيغة التالية وذلك عن طريق تعديل الحاجز بجهد صغير متعلق بالزمن احتساب الاستجابة الزمنية للنظام:

$$\tau_{tr} = m^* \int_0^d \frac{dz}{\sqrt{2m[V(z)-E_\perp]}} + \frac{2\hbar}{\Gamma} \equiv \frac{d}{v_g} + \frac{2\hbar}{\Gamma}, \qquad (10.8)$$

حيث تمثل d السماكة الكلية للحاجزين والبئر وv_g سرعة مجموعة الإلكترونات. إذا كانت الطاقة العمودية للإلكترونات الواردة $E_\perp$ أكبر بكثير من عرض التجاوب Γ، يمكن أن نثبت أن زمن العبور الكلي خلال البنية يقترب من τ_{tr}. يمثل الحد الأول زمن العبور نصف التقليدي (semi–classical transit time) عبر البنية والحد الثاني هو ما يدعى زمن الصفحة أو الطور (phase–time).

ومن أجل مثال توضيحي لبنية نفقية تجاوبية متناظرة مع حواجز AlAs سماكتها Å17 وبئر سماكته Å45 يملك المستوي الشبه المترابط طاقة $\varepsilon_1 \approx 0.13eV$ وبالتالي $\frac{2\hbar}{\Gamma} = 0.45\times10^{-12}s$. ويعطي الحد الأول من أجل سرعة انجراف $v_d \geq 10^7 cm\, s^{-1}$ القيمة $0.8\times10^{-13}s$ فقط. وعليه $\tau_{tr} \approx 0.5\times10^{-12}s$. وبالتالي تكون هذه الأدوات الكمومية بالغة السرعة بأزمنة استجابة أقل من بيكو ثانية.

الديود النفقي التجاوبي كمهتز موجات ميكروية

يعتمد تطبيق الأثر النفقي التجاوبي في مهتزات الترددات العالية (high frequency oscillators) على وجود المقاومة التفاضلية السالبة. ندرس حالة الدارة الكهربائية الأبسط التي تحوي مقاومة R_d ومكثفة C وملف (inductance) L كما هو ممثل في الشكل 8.8 (أ) وذلك من أجل مراجعة مبادئ استخدام المقاومة التفاضلية السالبة للحصول على اهتزازات كهربائية. لنعرف المقاومة R_d كالنسبة:

$$R_d = \frac{\Delta\Phi}{\Delta I},$$

حيث تمثل ΔI تغير التيار عبر المقاومة عندما يتغير هبوط الجهد بالقيمة$\Delta\Phi$. وعليه يمكن للمقاومة التفاضليةR_d أن تأخذ قيمة موجبة أو سالبة. إذا كان التيار المتناوب $\tilde{I}$ والجهد $\tilde{\Phi}$ المطبقان على الدارة هما:

$$\tilde{I} = I_0 e^{-i\omega t} \quad and \quad \tilde{\Phi} = \Phi_0 e^{-i\omega t},$$

ويكون لدينا العلاقات التالية بين القيمتين I_0 و Φ_0:

(11.8)

$$I_0 = \frac{1}{Z(\omega)}\Phi_0, \quad Z(\omega) = R_d - i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right),$$

حيث تمثل $Z(\omega)$ ممانعة الدارة. تتضمن الممانعة (أو المقاومة العقدية) المقاومة الفاعلة R_d. يمكن أن توجد الاهتزازات حتى إذا كان $\Phi_0 = 0$ وذلك عند ترددات يكون عندها $Z(\omega_c) = 0$:

$$\omega_c = -i\frac{R_d}{2L} \pm \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R_d}{2L}\right)^2}. \qquad (12.8)$$

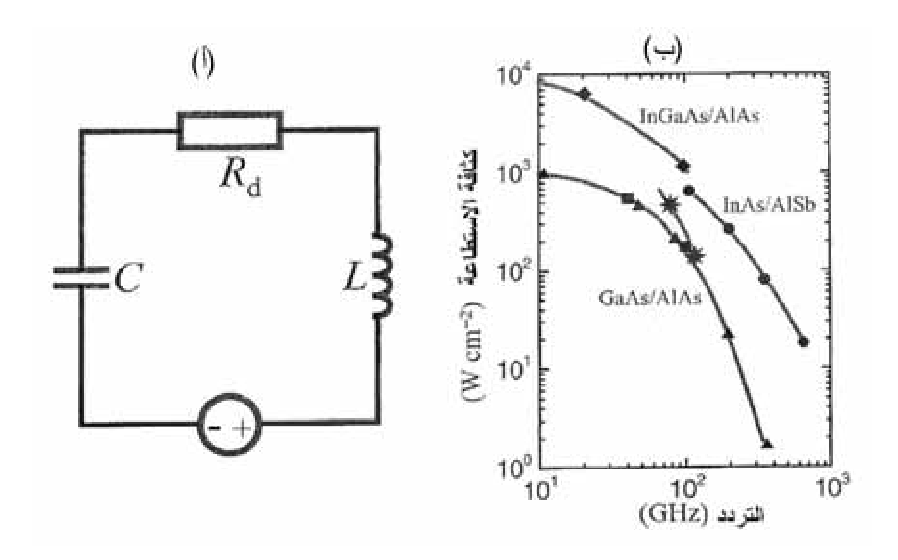
توجد اهتزازت من أجل $\frac{L}{C} > \left(\frac{R_d}{2}\right)^2$ من أجل مقاومة موجبة R_d ويكون ترددها $\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R_d}{2L}\right)^2}$ وبتخامد معرف بـــ:

$$\gamma = -\mathrm{Im}\{\omega_c\} = R_d/(2L).$$

إن γ هنا موجب وتمثل $\mathrm{Im}\{\omega_c\}$ الجزء التخيلي من ω_c. إذا كان الجزء الحقيقي من الممانعة سالباً:

$$\mathrm{Re}\{Z(\omega)\} = R_d < 0, \qquad (13.8)$$

يكون γ سالباً والحالة الثابتة للدارة غير مستقرة من حيث توليد اهتزازات الجهد.



الشكل 8.8: (أ) الدارة الكهربائية الأبسط. (ب) طاقة الأمواج الميكروية المولدة في واحدة سطوح مقطع الديودات النفقية التجاوبية الثنائية الحاجز كتابع للتردد لنفس أدوات الشكل 7.8 (ب)

عن: E. R. Brown, "Resonant Tunneling in High-Speed Double Barrier Diodes," in: J. Shah (ed.), *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures: Physics and Applications* (Boston, MA: AT&T and Academic, 1992), pp. 469-498.

إذا أردنا أن نولد اهتزازات جهد عند تردد مرغوب ω، يجب أن تكون المقاومة التفاضلية عند هذا التردد سالبة. تعنى حقيقة أن البنى النفقية التجاوبية الثنائية الحاجز كتابع للتردد من أجل نفس أدوات الشكل 7.8. تتناقص الطاقة المولدة مع التردد نتيجة لزمن العبور النفقي للإلكترونات المحدود المدروس سابقاً. تترابط قيم الطاقة المطلقة مع كثافات التيار الموجودة في هذه الأدوات. نرى أننا نصل إلى اهتزازات حتى 1THz (أي 10^{12} اهتزازاً في الثانية) من أجل أدوات كمومية نانوية لبعد من هذا النوع.

وختاماً فإن البنى النفقية التجاوبية أبسط الأدوات الكمومية. فهي تبدي منحنيات مميزة تيار−جهد لاخطية بدرجة كبيرة مع مقاومة تفاضلية سالبة. بما أن لهذه البنى أبعاداً نانوية فإن لها زمن عبور قصير جداً عبر البنى. تسمح هذه الخواص باستثمار البنى

النفقية التجاوبية لتوليد اهتزازات كهرومغنطيسية فائقة التردد. في الواقع، وصلنا إلى تردد اهتزاز يقارب THz1 في الديودات النفقية التجاوبية.

3.8 ترانزستورات الأثر الحقلي (FET)

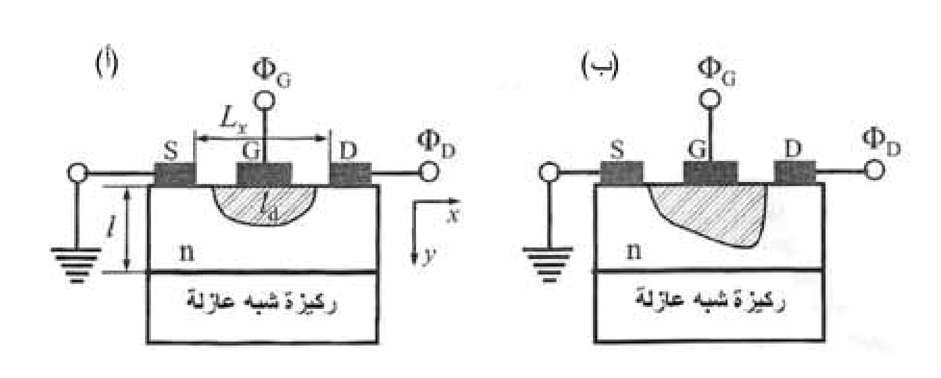
درسنا سابقاً الأدوات ثنائية النهايات (الديودات) وهي أبسط الأدوات الإلكترونية التي يمكن التحكم في تيارها بجهد الانحياز (diode bias) المطبق والعكس بالعكس. يمكن تحقيق وظيفة مفيدة بفضل اللاخطية في منحنيات التيار بدلالة الجهد (current– voltage dependence). وخلافاً لذلك، يوجد في الأدوات الثلاثية النهايات المعروفة بـــ "الترانزستورات" إمكانية التحكم بالتيار عبر قطبين بتغيير الجهد أو التيار في القطب الثالث. يمكن ربط الترانزستورات تبعاً لمبدأ العمل، بأحد صفين كبيرين: (i) ترانزستورات الأثر الحقلي (field effect transistors) و(ii) ترانزستورات الأثر الكموني (potential–effect transistors).

الأدوات المحكومة بالأثر الحقلي

إن أدوات المجموعة الأولى هي أدوات محكومة بالجهد أو بالأثر الحقلي. لهذه الأدوات خاصة مشتركة هي أن الجهد مطبق على قطب التحكم (البوابة– gate) وهو مرتبط مكثفياً (capacitively coupled) مع المنطقة الفعالة من الأداة. يعني الارتباط المكثفي أنه يتولد بتطبيق جهد على البوابة، حقل كهربائي عرضاني في قناة النقل، ولكن لا يمر أي تيار مفيد داخل القناة. يكون قطب البوابة مفصولاً، فراغياً وكهربائياً، عن المنطقة الفعالة بعازل أو منطقة نضوب (منطقة لا تحوي إلكترونات) يتحكم قطب البوابة بمقاومة المنطقة الفعالة، وبالتالي بالتيار بين القطبين الآخرين اللذين يعرفان بـــ "المنبع" (source) و"المصرف" (drain).

يوجد أنواع عديدة مختلفة من ترانزستورات الأثر الحقلي (FET). وقبل أن ندرس أهم أنواع ترانزستورات FET بما فيها تلك المؤسسة على البنى النانوية، سنشرح مبادئ العمل باستخدام أبسط FET، وهو يدعى معدن نصف ناقل FET (MESFET).

يظهر الشكل 9.8 نموذجاً بسيطاً لترانزستور الأثر الحقلي. افترضنا ان المنطقة الفعالة من الأداة مصنوعة من n قناة، التي يمكن تصنيعها بإشابة منتظمة على سبيل المثال، ويكون المنبع والصرف منطقتين مشابتين بشدة بـــ n^+، ونفترض أنها تفيد كماست أومية (Ohmic contacts). تشكل البوابة فوق المنطقة الفعالة ما يدعى (بحاجز شوتكي) الذي ينتج منطقة نضوب، كما درسنا في الفقرة 2.7 (انظر المقاطع الجزئية حول التحكم بنقل الشحنات). يظهر الشكل 9.8 تشكل منطقة النضوب تحت البوابة . إن هذا التصميم نمطي في المواد نصف الناقلة المستخدمة عادة GaAs وInP. يجري حجر المنطقة الفعالة من الأسفل بركيزة غير نقلة (نصف عازلة).



الشكل 9.8: نموذج MESFET. نفرض أن القناة الناقلة بعرض l منماة على ركيزة نصف عازلة يبلغ طول القناة L_x. رمزنا لمنطقة النضوب $l_d(x)$، تحت البوابة G بمنطقة مظللة. ليس هناك جهد انحياز مطبق بين المنبع S والمصرف D في الحالة (أ). يوجد جهد موجب مطبق على المصرف في الحالة (ب). لا يوجد إلكترونات في منطقة النضوب

إذا لم يطبق أي جهد على التماسات تكون منطقة النضوب منتظمة على طول المنطقة الفعالة، كما يظهر الشكل 9.8 (أ). تتحدد خواص منطقة النضوب بجهد شوتكي المتضمن اذا طبقنا جهداً سالباً على البوابة ولا يوجد جهد بين المنبع والمصرف. تحدد منطقة النضوب داخل المنطقة الفعالة وتقلص عرض القناة.

وعند جهد معين تكون القناة متضيقة تماماً. لنثبت جهد البوابة ولنطبق جهداً موجباً صغيراً على المصرف. سيمر تيار هنا عبر القناة في المنطقة الأومية الخطية. إذا

ازداد جهد المصرف أكثر سيؤثر توزع الكمون في الأداة: يزداد عرض منطقة النضوب قرب طرف المصرف من القناة، كما يظهر الشكل 9.8 (ب)، كنتيجة لازدياد فرق الكمون بين البوابة والمصرف. تبدأ القناة بالتضييق في طرف المصرف عند جهد محدد. يتشبع التيار عند هذا الجهد ويبقى ثابتاً تقريباً مع ازدياد جهد المصرف. يوضح الشكل 10.8 هذا السلوك حيث نمثل منحنيات مميزة تيار–جهد لـــ MESFET من أجل جهود بوابة مختلفة.

من الواضح أنه من أجل جهد بوابة سالب تصبح القناة ضيقة وينعدم التيار، في حين إنه من أجل جهود بوابة موجبة تصبح منطقة النضوب تحت البوابة أضيق والقناة أوسع ويكبر التيار، وعليه فإن التشكيلة الأعقد للكمون الكهرساكن مقارنةً بديود يولّد منحنيات مميزة تيار المصرف إلى المنبع بدلالة الجهد لاخطية بشكل كبير. وبشكل وصفي هنالك نمطا عمل ممكنان: المنطقة الخطية ومنطقة الإشباع، كما يشير الشكل 10.8 وفي كلا النمطين هنالك تحكم فعلي بالتيار عن طريق جهد البوابة. يمكن أن يحدث انهيار كهربائي من أجل جهود منبع–مصرف كبيرة جداً.

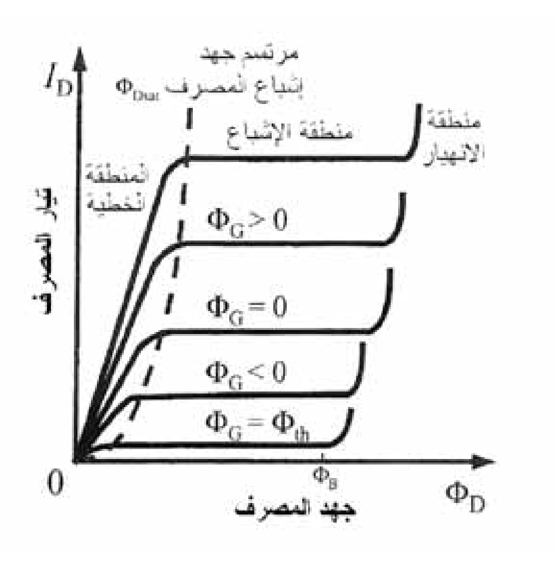
والخلاصة، إن ظاهرة التحكم بمقاومة قناة النقل بواسطة جهد خارجي (بواسطة حقل) تمثل المبدأ الأساسي لأي FET.

أدوات العائلة FET

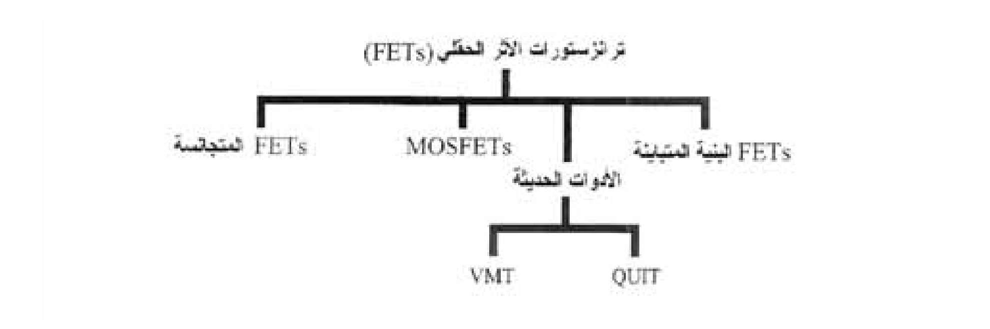
يمكن تصنيف العائلة FET، كما يبين الشكل 11.8، حيث يغطي أيضاً تفسيراً للاختصارات التي ترمز إلى هذه الترانزستورات. تنقسم عائلة الترانزستورات FET إلى ثلاث مجموعات للأدوات المستخدمة عملياً، بالإضافة إلى مجموعة من أدوات جديدة مبنية على تطورات حديثة. تتضمن المجموعة الأولى مشتقات من ترانزستورات معدن – نصف ناقل FET المدروسة سابقاً.

تتألف المجموعة الثانية من ترانزستورات معدن–أكسيد–نصف ناقل FET (MOSFETs). وخلافاً مع MESFETs المدروسة سابقاً، تكون البوابة والقناة الناقلة

مفصولة بعازل (أكسيد) بدلاً من حاجز شوتكي. تصنع ترانزستورات MOSFET باستخدام بنية معدن–أكسيد–سيليكون، مع كون الأكسيد من ثاني أكسيد السيليكون.



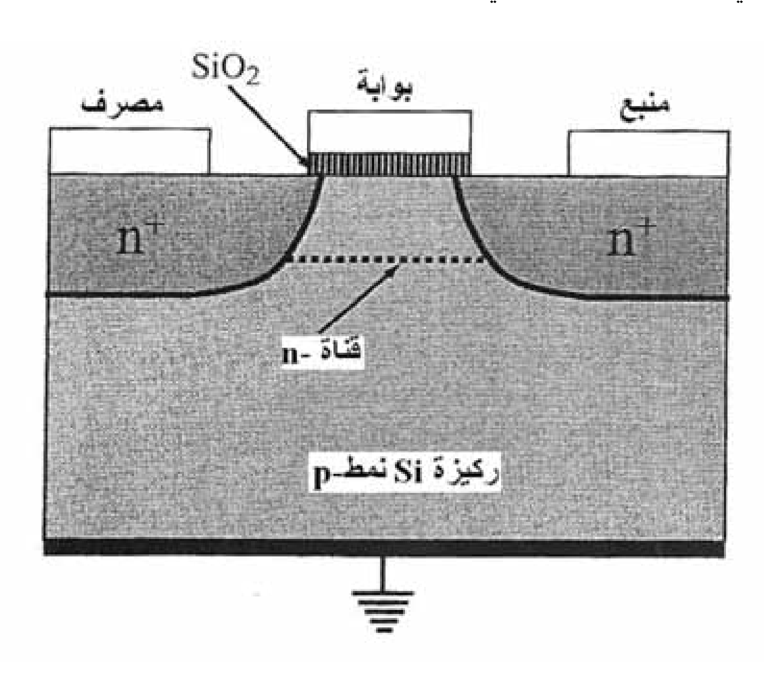
الشكل 10.8: منحنيات تيار المصرف بدلالة جهد المصرف من أجل MESFET بجهود بوابة مختلفة. يتبيّن في الشكل المناطق الخطية ومناطق الإشباع. يحدث أثر الانهيار من أجل جهود عالية Φ_B كما يظهر في الشكل



الشكل 11.8: تتألف شجرة عائلة ترانزستورات FET من ثلاث مجموعات من FETs تقليدية التي تتشارك كثيراً في تقاناتها وخواصها وتطبيقاتها، ومجموعات جديدة من الأدوات الجديدة. الاختصارات المستخدمة هي التالية MESFET: معدن–أكسيد–نصف ناقل، وVMT: ترانزستور تعديل السرعة، وQUIT ترانزستور التداخل الكمومي

نقدم في الشكل 12.8 تمثيلاً لـــ MOSFET سيليكوني. وينبغي القول إن ترنزستورات MOSFET السيليكونية أدوات بالغة الأهمية في الإلكترونيات الدقيقة. تتضمن المجموعة الثالثة من FET في الشكل 11.8 بنى متباينة وتختلف في تصميم الإشابة وقناة النقل، فمثلاً تمتلك المجموعة الجزئية من ترانزستورات البنية المتباينة ذات الطبقات المعطية (HFET) واحدة او عدة طبقات مشابة تعطي الإلكترونات إلى قناة النقل.

إذا كانت القناة مشكلة على تواجه متباين وحيد (انظر الفقرة 2.7) باستخدام طبقة معطية واحدة تدعى الأداة FET معدل الإشابة (MODFET). تمتلك ترانزستورات MODFET أعلى حركية للإلكترونات والثقوب. ولهذا السبب فهي تدعى ترانزستورات حركية الإلكترونات العالية (HFETs). يمكننا أن نعطي أمثلة على النظم المادية المستخدمة من أجل HFETs، كما يلي: البنى المتباينة (غير مشدودة): الطبقة المشدودة أقنية على والوصلات الهجينة المنحاة على. بالرغم من أن البنيتين الأخيرتين أكثر تعقيداً فإنها تعطي معاملات نقل أفضل في قناة النقل.



الشكل 12.8: تمثيل لترانزستور MOSFET سيليكوني

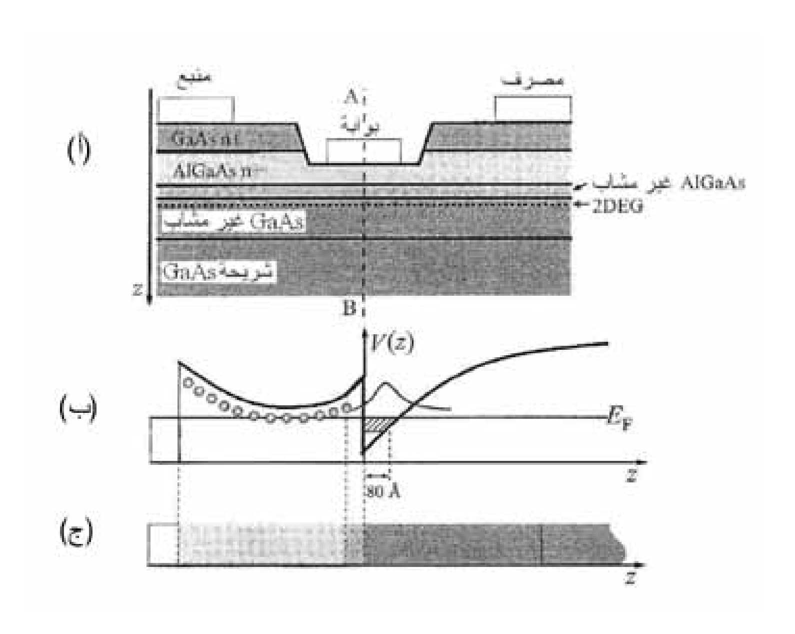
يبيّن الشكل 13.8(أ) مخططاً لأحد أنواع HFET وهو ترانزستور البوابة المنكمشة n+AlGaAs/GaAsFET. تصنع هذه الأداة على ركيزة نصف عازلة GaAsتنمى فوقها طبقة وسطية GaAs. ثم تنمى فوق هذه الطبقة طبقة فاصلة رقيقة وغير مشابة AlGaAs وطبقة مشابة -AlGaAs n .

تصنع أقطاب المنبع والمصرف والبوابة فوق البنية. وتحت الأقطاب تتولى طبقتان مشابتان +n وظيفة التماسين إلى غاز الإلكترونات الثنائي البعد المشكل تحت الوصلة المتباينة. جرى دراسة قناة غاز الإلكترونات الثنائي البعد في الفقرة 2.7 بالتفصيل. يتغير طول البوابة من μm1.0 إلى μm0.1 أو أقل تبعاً للسرعة المطلوبة للتطبيقات.

يمكن للأبعاد في الاتجاهات العمودية أن تكون مختلفة. يسهل هذا تصنيع نوعين من ترانزستورات HFET:

الأدوات الواصلة طبيعياً والأدوات الفاصلة طبيعياً. (جرى دراسة كلا النوعين من البنى المتباينة في الفقرة 2.7)

يوضح الشكل 13.8 (ب) ارتباط الطاقة بإحداثية الحزمة لمقطع البنية تحت البوابة. يشكل طبقة نضوب شوتكي تحت بوابة العنصر الرئيسي لمؤثر في الصورة الفيزيائية. تختلف طبقة النضوب لسماكات مختلفة لطبقة الحاجز. من أجل طبقة الحاجز بسماكة قليلة ينضب حاجز شوتكي حتى البئر الكمومي، الأمر الذي يؤدي إلى حالة الإطفاء بغياب جهد البوابة. ومن أجل سماكات حاجز أكبر لا يمنع حاجز شوتكي تشكيل قناة النقل، ونحصل على حالة الوصل طبيعياً لترانزستور HFET، كما يوضح الشكل 13.8(ب).



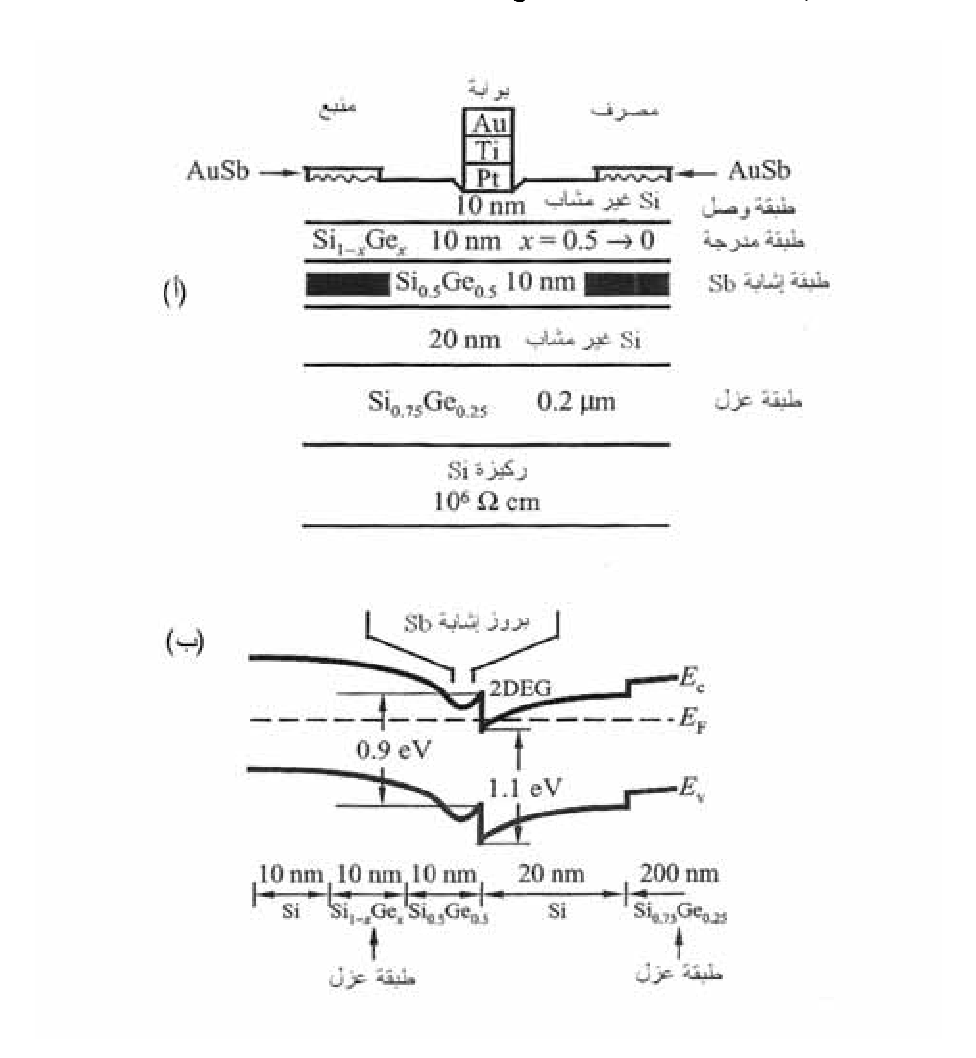
الشكل 13.8: ترانزستور البوابة المنكمشة n+AlGaAs/GaAsFET: (أ) مقطع HFETs (ب) مخطط حزم الطاقة على طول الخط A–B يظهر مستوى فيرمي وحالات حبس الإلكترونات في الطبقة المعطية هنالك منطقتا نضوب لحاجز سميك: الأولى بسبب جهد شوتكي المتضمن، والثانية بسبب انزياح حزمة النقل عند الوصلة. (ج) سلسلة الطبقات على طول الخط A–B

دعنا نستعرض باقتضاب البنى المتباينة المستخدمة في ترانزستورات FETs المعتمدة على تقانة السيليكون.

بالرغم من أن العديد من توليفات المواد تجري دراستها بهدف تصنيع البنى المتباينة العالية الجودة المعتمدة على السيليكون، فإن نظام Si/SiGe هو الأكثر دراسة وتطويراً، والذي وجد تطبيقات أدوات عديدة. درسنا في الفصل الرابع خواص خلائط SiGe والبنى المتباينة Si/SiGe. يمكن أن تستخدم هذه البنى المتباينة لتوليد غازات إلكترونات وثقوب ثنائية البعد، ومن أجل تحسين معاملات الأدوات.

يمكن ان نحصل على قناة من النمط n– قليلة الأبعاد في نظم Si/SiGe إذا جرى تنمية طبقة Si مشددة فوق طبقة مشدودة SiGe. يظهر الشكل 14.8 (أ)

مقطعاً لترانزستور معدل الإشابة بقناة Si/SiGe الأداة تشابه الترانزستور AlGaAs/GaAsFET المدروس سابقاً مع إشابة انتقائية وقناة حبس محسنة.



الشكل 14.8: الترانسستورMODFET بقناة –n وقاعدةSi/SiGe (أ) مقطع في الأداة: تتشكل قناة الإلكترونات في الطبقة المشدودة. (ب) مخطط حزم الطاقة للأداة

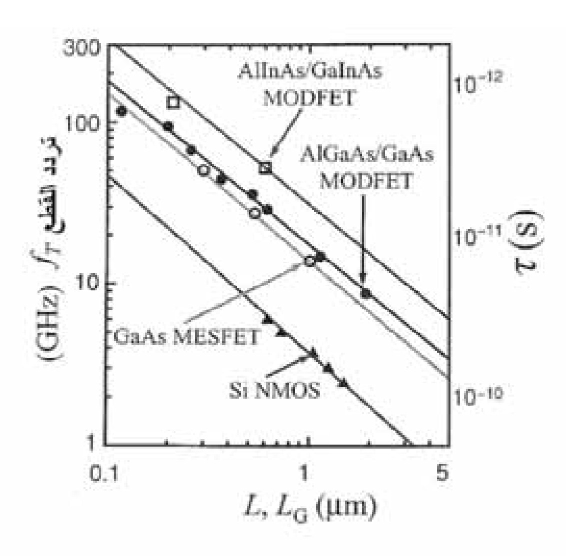
عن: **H. Daembkes [et al.], "The N-channel SiGe/Si Modulation-Dope Field-Effect Transistor," *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-33 (1986), pp. 633-638 © IEEE**

تتشكل قناة الإلكترونات في طبقة المشدودة وغير المشوبة الموجودة بين طبقتين SiGe . الطبقة العازلة السفلى $Si_{0.75}Ge_{0.25}$ تنمى فوق السيليكون وهي مشدودة وغير مشوبة. وتكون الطبقة العليا $Si_{0.5}Ge_{0.5}$ رقيقة ومشوبة–δ بالمعطين. ثم تكون الطبقة $Si_{1-x}Ge_x$ مدرجة مع x متغير من 0.5 إلى 0. الطبقة الرقيقة العليا Si غير مشوبة. نختار هذه البنية لتوليد قناة إلكترونات وتجنب تدهور مميزات الطبقة المشدودة.

يظهر الشكل 14.8(ب) مخطط حزم الطاقة لهذه الأداة وقد أشرنا إلى قناة الإلكترونات على التواجه المتباين لــ $Si_{0.5}Ge_{0.5}/Si$. وتكون الطبقة المعطية $Si_{0.5}Ge_{0.5}$ مشوبة–δ الأمر الذي يؤدي إلى تشكل نبضة في منحني الكمون.

هناك عديد من المخططات للترانزستورات FETs السيليكونية التي تجمع مزايا هندسة فجوات حزم البنى المتباينة وطرق الإشابة الانتقائية، وهناك الآن تطورات على النطاق العالمي في هذا المجال مدفوعة بالاستخدامات الواسعة الطيف الحالية للأدوات المبنية على السيليكون.

يعتبر التردد الأعظمي للعمل الفعال (أو تردد القطع) أحد أهم معاملات الأدوات المعاصرة. يعتمد تردد القطع من أجل أبعاد محددة للأداة على مميزات المواد وتصميم الأداة. وكقاعدة للمقارنة يمثل الشكل 15.8 المعاملات الممثلة للمجموعات الثلاث للترانزستورات FET. يمكننا أن نرى أن صف يظهر أداء رائعاً في الترددات العالية. نصل حالياً إلى السرعة القصوى في استخدام ترانزستورات AlInAs/GaAs FET ببوابات قصيرة. ولهذا النوع من HFETs بوابة نانوية طولها $L_G = 45$ nm، تردد قطع يتجاوز 450 GHz.



الشكل 15.8: تردد القطع بـــGHz بدلالة طول البوابة LG أو طول الأداة L بـــµm من أجل المجموعات لثلاث من FETs: MOSFETs وMESFETs وMODFETs. وقد مثلنا الأخير بتوليفات مواد AlGaAs/GaAs و AlInAs/GaInAs. تعطى المعاملات عند 300K

من: S. J. Pearton and N. J. Shah, "Hetrostructure Field-effect Transistors," in: S. M. Sze (ed.), *High-Speed semiconductor Device* (New York: Wiley, 1990), fig. (25).

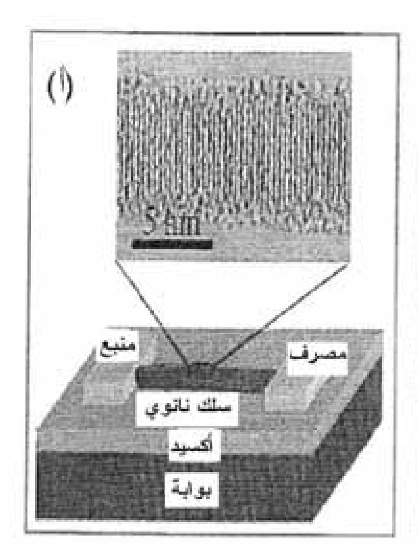
أعيد طبعها بإذن من John Wiley and Sons, Inc.

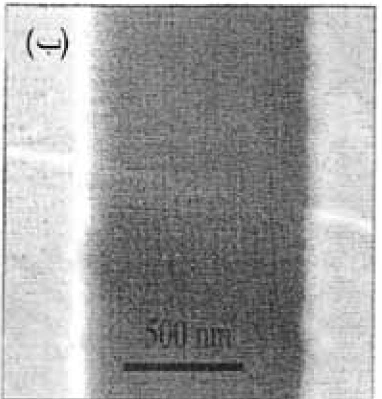
ترانزستورات FET النانو سلكية

تستخدم ترانزستورات HFETs المدروسة سابقاً بنى متباينة مع إلكترونات ثنائية البعد. والخطوة التالية لخفض عدد أبعاد الأداة هي استعمال الأسلاك النانوية. إن الأسلاك النانوية نصف الناقلة والأنابيب الكربونية النانوية مكونات جذابة لترانزستورات FET النانوية البعد.

يمكن على سبيل المثال أن يشكل ترانزستور FET نانوسلكي بتوضيع المادة النانوية. يوضح الشكل 16.8 (أ) هذه الطريقة. نظهر هنا مخططاً تمثيلياً لترانزستور FET نانوسلكي سيليكوني، مع السلك النانوي وقطبي المنبع والمصرف المعدنين على سطح ركيزة SiO2/Si.

حصلنا على صورة سلك السيليكون وقطره 5 nm بواسطة مجهر الإصدار الإلكتروني العالي الدقة. يظهر الشكل 16.8(ب) صورة مسح إلكتروني لترانزستور نانوسلكي سيليكوني، وهنا تمثل وحدة المقياس 500 nm. يمكن أن تخدم هذه المقاربة كقاعدة للنظم الإلكترونية الهجينة المكونة من كتل متكاملة نانوية الأبعاد مع دارات سيليكونية مستوية أعقد.





الشكل 16.8: (أ) مخطط تمثيلي لترانزستورFET سليكوني مع السلك النانوي وقطبي المصرف والمنبع المعدنين على سطح ركيزة SiO2/Si. (ب) صورة مسح إلكتروني لترانزستورFET نانوسلكي بمقياس 500 nm. حصلنا على صورة سلك السيليكون بقطر 5 nm باستخدام مجهر الإصدار الإلكتروني العالي الدقة

أعيد طبعها بإذن من: Y. Cui [et al.], "High Performance Silicon Nanowire Field Effect Transistors," *Nano Letters*: vol. 3 (2003), pp. 149-152 © American Chemical Society.

يمكن بناء ترانزستور FET بالغ الصغر على أساس أنابيب لكربون النانوية. في الحقيقة، على الرغم من أقطارها النانوية، تكون الأنابيب الكربونية النانوية صلبة بما يكفي، ويمكن أن تكون طويلة بما يكفي لتسمح بالتوصيلات الكهربائية إلى الأقطاب

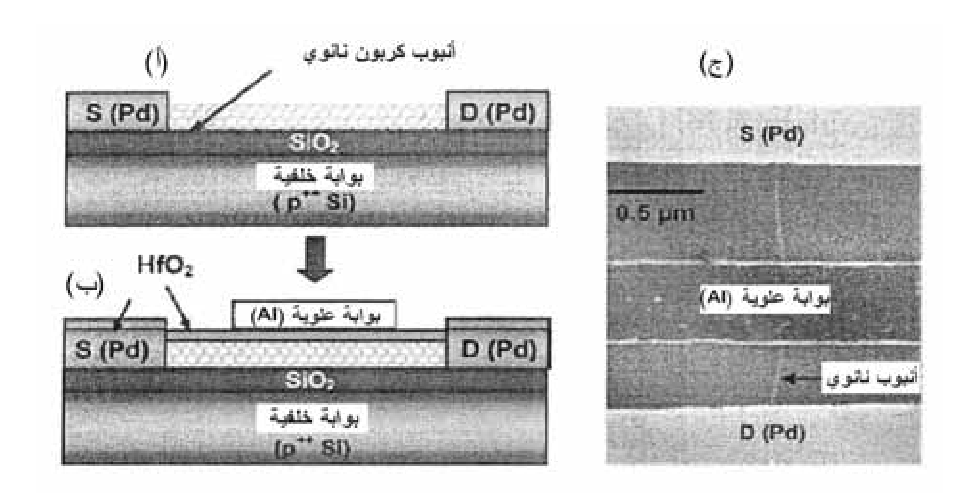
المعدنية المرفقة بالطبع الضوئي، وبالتالي يمكن سبر الخواص الكهربائية مباشرة لهذه البنى النانوية الأبعاد.

ويمكن الحصول على الوصلات الكهربائية إلى الأنابيب النانوية إما بتوضع قطب معدني فوق الأنابيب (العيّنات الموصولة النهاية) أو بوضع الأنابيب فوق المساري المعدنية المحضرة (العيّنات الموصلة الركيزة).

يظهر الشكل 17.8 ترانزستور FET متقدم مبني على أنبوب نانوي مصنوع على ركيزة SiO_2/Si. يجري إشابة السيليكون بشدة ليعمل كبوابة خلفية. يغطى العازل SiO_2 بسماكة 10 nm معظم مساحة الركيزة ويعزل كهربائياً ركيزة Si عن السلك. جرى توضيع قطبين معدنين من Pd لصنع المنبع والمصرف. تعطي هذه التقانة ترانزستور FET ذي الأنبوب النانوي مع بوابة خلفية، كما يبدو في الشكل 17.8 (أ). إضافة إلى ذلك، يمكن توضيع طبقة رقيقة بسماكة 8 nm من أكسيد الهافنيوم HfO_2 باستخدام توضيع الطبقات الذرية لتغطية الأداة فما فوقها. توضع طبقة الألمنيوم بسماكة 20 nm على العازل (HfO_2) لتوليد البوابة العليا، كما يظهر الشكل 17.8(ب). وبهذا نكون عرضنا ترانزستورات FET نانوسلكية ببوابة واحدة وبوابتين. وفي كلتا الأداتين يبلغ طول الأنبوب الكلي بين القطبين المعدنين 2 μm، ويكون طول القسم مع البوابة العليا مساوياً 0.5 μm.

يظهر الشكل 17.8 (ج) صورة مسح إلكتروني لترانزستور FET ذي الأنبوب النانوي الكربوني. وهذا الترانزستور النانوي يعمل وله أداء جيد.

والخلاصة، إن الأدوات النانوسلكية المدروسة هنا تمتلك مخزوناً كبيراً للتطبيقات في الإلكترونات النانوية.



الشكل 17.8: مخططات تمثيلية لترانزستور FET ذي أنبوب كربون نانوي: (أ) يجرى توضيع قطبين معدنين (Pd) على أنبوب كربون نانوي على طبقة سماكتها 10 nm تعزلها من البوابة الخلفية. (ب) تلعب طبقة HfO2 سماكتها 8 nm دور عازل من أجل البوابة العلوية. (ج) صورة مسح إلكتروني لترانزستور FET ذي أنبوب كربون نانوي

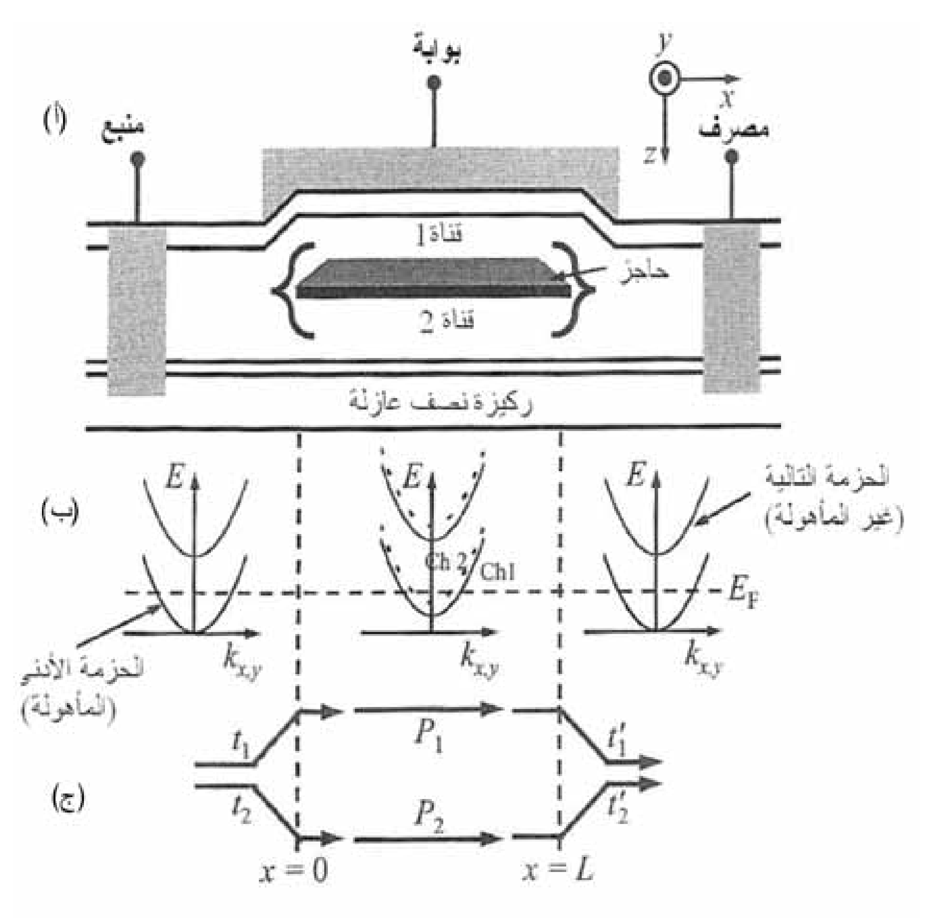
أعيد طبعها بإذن من: A. Jarvey [et al.], "Carbon Nonotube Field-effect Transistors with Integrated Ohmic Contacts and High-k Gate Dielectrics," *Nano Letters*: vol. 4 (2004), pp. 447-450 © American Chemical Society.

ترانزستورات تعديل السرعة

يتحكم جهد البوابة بعدد الإلكترونات الناقلة في كل الترانزستورات FET المدروسة سابقاً. وتكون سرعة العمل محددة بزمن نقل الإلكترونات على طول قناة النقل. هناك مبدأ بديل لعمل الأداة يتمثل بتعديل حركية الإلكترونات، أو ربما سرعة انجراف الإلكترونات بدون تغيرات تذكر في عدد حوامل التيار. لتحقيق تعديل في سرعة الانجراف يمكننا أن نستخدم بعثرة حوامل شحنات غير منتظم فراغياً (انتقائية) عبر القناة الفعالة. يمكن عندئذ أن يؤدي إعادة توزيع الحوامل عبر القناة تجاوباً لجهد البوابة إلى التحكم بالسرعة. يمكن أن يكون زمن إعادة التوزيع عبر القناة الضيقة أصغر بكثير من

زمن النقل الطولاني. ندعو الأداة الثلاثية الأطراف ذات تعديل السرعة بجهد خارجي "ترانزستور تعديل السرعة" (Velocity Modulation Transistor: VMT).

يمكن أن يقدر الزمن المميز لنقل الشحنات في قناة سماكتها 100 Å بقيمة صغيرة حتى 10^{-3} s. وعليه ينبغي أن يكون أثر تعديل السرعة مهيمناً في التحكم بالإشارات الكهربائية من أجل العمل فائق التردد.



الشكل 18.8: مخطط لترانزستور QUIT مع قناتين متوازيتين: (أ) بنية الأداة (ب) حزم الإلكترونات الجزئية في المناطق المختلفة للأداة وطاقة فيرمي Ef (تحت التوازن) (ج) توضيح لطرق الإلكترونات في الأداة. ترمز (t_1, t_2) و (t'_1, t'_2) إلى طويلة الأمواج المشطورة و أمواج التواجه على التوالي. ترمز P1 و P2 إلى عامل إزاحات الصفحة المختلفة في الأقنية.

ترانزستورات التداخل الكمومي

الصف الباقي للترانزستورات FET الحديثة المذكورة في الشكل 11.8 هو مايدعى "ترانزستور التداخل لكمومي" (Quantum Interference Transistor: QUIT). وهو مبني على النقل المقذوفي الكمومي للإلكترونات. يمكننا أن نجعل طول التجانس l_Φ، وفقاً لتصنيف الفقرة 2.6، أكبر من البعد المميز للأداة L.

$$l_\phi > L; \qquad (14.8)$$

أي إن هذه الأداة أداة ميزوسكوبية. إن مبدأ العمل لترانزستور QUIT هو التحكم بنموذج التداخل لإلكترونات النقل بجهد خارجي.

لنتذكر أن التداخل واحد من أهم لآثار في فيزياء الأمواج. لقد درسنا أثر التداخل في الفقرة 4.2. وأعطينا أمثلة على نماذج التدخل في الشكل 3.2 والشكل 7.2. في ترانزستور QUIT، يمكن ترتيب هذه النماذج كنتيجة عن تداخل الأمواج المسافرة عبر قناتين أو أكثر (أذرع).

يظهر الشكل 18.8 (أ) مخططاً لأداة تداخل كمومي ثنائية القناة. إنها ترانزستور FET عادي بقناة قصيرة وحاجز موازٍ للتيار. ويكون الحاجز مضمناً في المنطقة الوسطى من الأداة. يشطر الحاجز القناة الرئيسية إلى قناتين: 1 و2. هنالك أيضاً تماسان مع القناة الرئيسية وهما المنبع والمصرف. توضع البوابة فوق الأداة وبفضل البوابة ينكسر تناظر القناتين 1 و2 إذا طبق جهد على البوابة. تحقق المسافة بين التماسين L المتراجحة (14.8).

وتكون عروض القناة الرئيسية والقناتين المنشطرتين صغيرة، بحيث يكون هناك تكميم لحالات الإلكترونات العرضانية في الاتجاه z. يوضح الشكل 18.8(ب) الحزم الجزئية الثنائية البعد. جرى رسم الحزم الجزئية $E(k_x, k_y)$ وطاقة فيرمي E_F من أجل المناطق الثلاث الرئيسية للأداة. يمكننا للتبسيط أن نفرض أن لحزمة الجزئية الأدنى هي فقط المشغولة في كل من مناطق الأداة. إذا طبق جهد على البوابة في المنطقة الوسطى،

يكون أسفل الحزم الجزئية ε_1 و ε_2 في القناتين 1 و2 مختلفة بشكل عام، وتكون أطياف الإلكترون من الصيغة:

$$E = \varepsilon_1 + \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_{x,1}^2 + k_y^2\right) = \varepsilon_2 + \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_{x,2}^2 + k_y^2\right), \qquad (15.8)$$

حيث تمثل E طاقة الإلكترون الوارد وk_x, k_y مركبتي شعاع موجته في مستوي الأداة. لا تتغير الطاقة وضوحاً على طول القناة وتكون المركبة محفوظة أيضاً لأننا افترضنا عدم وجود قوى على طول الاتجاه y. ينتج من المعادلة (15.8) أن المركبات k_x فقط يمكن أن تكون مختلفة في الأقنية.

لنفرض أن إلكتروناً يدخل من المنبع إلى المنطقة اليسرى من القناة الرئيسية. يكون تابع موجته:

$$\psi_L = \chi_L(z)e^{i\left(k_x x + k_y y\right)},$$

حيث يمثل $\chi(z)$ تابع الموجة للحزمة الجزئية الأدنى في المنطقة اليسرى. يمكننا أن نرمز إلى مطالي الموجة المرسلة إلى القناتين 1و2 بـــ t2 و t1 . يحدد هذان المطالان توابع موجة الإلكترون داخل منطقة الأداة الوسطى:

$$\psi_M = \begin{cases} t_1\chi_{M,1}e^{i\left(k_{x,1}(\chi-\chi_L)+k_y y\right)}, & upper\ \ channel, \\ t_2\chi_{M,2}e^{i\left(k_2(\chi-\chi_L)+k_y y\right)}, & lower\ \ channel, \end{cases}$$

حيث يمثل $\chi_{M,1}(z)$ و$\chi_{M,2}(z)$ توابع موجة الحزم الجزئية الدنيا في القناتين 1 و2 على التوالي وx_L إحداثية الطرف الأيسر من القناتين. بما أن منحنيات الكمون في القناتين مختلفة بشكل عام، فإن أشعة الموجة تكون مختلفة: $k_{x,1} \neq k_{x,2}$

ليكن t'_2, t'_1 تميز الأمواج المرسلة من القناتين إلى منطقة الأداة اليمنى (انظر الشكل 18.8 (ج)). يمكن كتابة تابع الموجة داخل المنطقة اليمنى على الشكل:

$$\psi_R = (t_1 P_1 t'_1 + t_2 P_2 t'_2) \chi_R(z) e^{i(k_x(x_L - x_R) + k_y y)}, \quad (16.8)$$

حيث $P_1 \equiv \exp(ik_{x,1}L)$ و$P_2 \equiv \exp(ik_{x,2}L)$ و $\chi_R(z)$ هو تابع الموجة للحركة العرضانية عند النهاية اليمنى للقناتين. نهمل للسهولة الانعكاسات المتعددة من نهايات الحواجز.

إن تابعي الموجة χ_R و χ_L منظومان للوحدة، وعليه يكون عامل الإرسال للأداة:

$$T(E) = \left| t_1 P_1 t'_1 + t_2 P_2 t'_2 \right|^2. \quad (17.8)$$

يمكننا أن نفترض أن كلتا قناتين 1 و2 متناظرتان بالنسبة إلى z = 0 في غياب جهد البوابة. نجد حينئذ من أجل الحزم الجزئية المشغولة الأدنى أن: $t'_2 = t'_1$ و $t_2 = t_1$. تعطينا المعادلة (17.8):

$$\left| T(E) \right|^2 = 2 \left| t_1 t'_1 \right|^2 (1 + \cos\theta), \quad (18.8)$$

$$\theta = (k_{x,2} - k_{x,1}) L \quad (19.8)$$

تمثل θ إزاحة الصفحة (الطور) النسبية للقناتين. وبإدخال معدل سرعة الإلكترون $v_x = \frac{\hbar(k_{x,1} + k_{x,2})}{2m^*}$, ويمكننا تمثيل الفرق بين شعاعي الموجة (wave vectors) كما يلي:

$$k_{x,2} - k_{x,1} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\hbar v_x}. \quad (20.8)$$

تأخذ إزاحة الصفحة الصيغة: $\theta = \frac{L}{v_x} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\hbar}$

إن أصل إزاحة الصفحة (phase shift) واضح: إذا كان $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ يعطي الاختلاف بين الطاقتين الحركيتين في القناتين صفحتين مختلفتين للأمواج الآتية إلى منطقة الأداة اليمنى. تقود الصفحات المختلفة هذه إلى التداخل الكمومي.

ونجد من أجل الأقنية المتناظرة بالنسبة إلى z = 0 في غياب جهد البوابة أن $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$ وتكون إزاحة الصفحة معدومة. إذا طبقنا جهد بوابة، فإن الطاقة الكامنة كتابع للإحداثية العرضانية تتغير:

$$V(z) = V_0(z) - e\Phi(z)$$

يعبر هنا عن الكمون الذي يحرضه الجهد المطبق. ويعطي هذا طاقات الحزم الجزئية التالية:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 - e\langle X_{m,1}|\Phi|X_{m,1}\rangle$$
$$\varepsilon_2 = \varepsilon_0 - e\langle X_{m,2}|\Phi|X_{m,2}\rangle$$

ونجد باستخدام المعادلتين (19.8) و(20.8) إزاحة الصفحة:

$$\theta = \frac{L}{v_x}\frac{e\Phi_{12}}{\hbar}, \qquad (21.8)$$

حيث $\Phi_{12} \equiv (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/e$ تمثل قيمته الفرق بين الكمونين المتوسطين في القناتين. يحدد هذا الفرق الانتشار عبر الأداة.

يمكننا أن نستخدم نتائج القسم 5.6 حيث درسنا النقل المقذوفي الكمومي لحسب التيار الكهربائي.

تعرف المعادلة (120.6) ناقلية الأداة G. تعود هذه النتائج في درجات الحرارة الدنيا إلى صيغة لانداوير في المعادلة (121.6) التي لها في حالتنا المدروسة الصيغة:

$$G = \frac{2e^2}{h}T(E) = \frac{4e^2}{h}|t_1 t_2|^2(1+\cos\theta). \qquad (22.8)$$

يسبب تداخل الإلكترونات الحد الثاني بين القوسين. يمكننا أن نرى أن التداخل يتحكم بناقلية الأداة. إذا كانت إزاحة الصفحة للموجتين المنشطرتين معدومة θ=0 ($\Phi_{12}=0$)، تبلغ الناقلية قيمة عظمى $G_{\max}=8e^2\left|t_1t_2\right|^2/\hbar$، ومن أجل $\theta=\pi$ أي أن:

$$e\Phi_{12}=\frac{\hbar\pi v_x}{L}, \qquad (23.8)$$

يكون التداخل مدمراً، وتتلاشى الناقلية.

دعنا نقدم زمن العبور المميز عبر الأقنية $t_{tr}=L/v_x$. إذا جعلنا $L=2000\,\mathring{\mathbf{A}}$ و $v_x=2\times10^7\,cm\,s^{-1}$، نحصل على $t_{tr}=1ps$. ونحصل من أجل الكمون المدمر على القيمة $\Phi_{12}=2\,mV$.

تتطلب الأقنية الأقصر جهد بوابة أكبر. يحدد زمن العبور وضوحاً تردد القطع للأداة $\omega_{cf}=2\pi/t_{tr}$. بما أن أقنية الأداة ليست مشوبة، ويمكن أن تجعل قصيرة، يمكن لهذه الأقنية أن تعمل حتى منطقة ترددات التيرا هرتز (THz).

يسمح نموذج ترانزستور التداخل الكمومي البسيط بمقارنة هذه الأداة بترانزستور FET التقليدي.

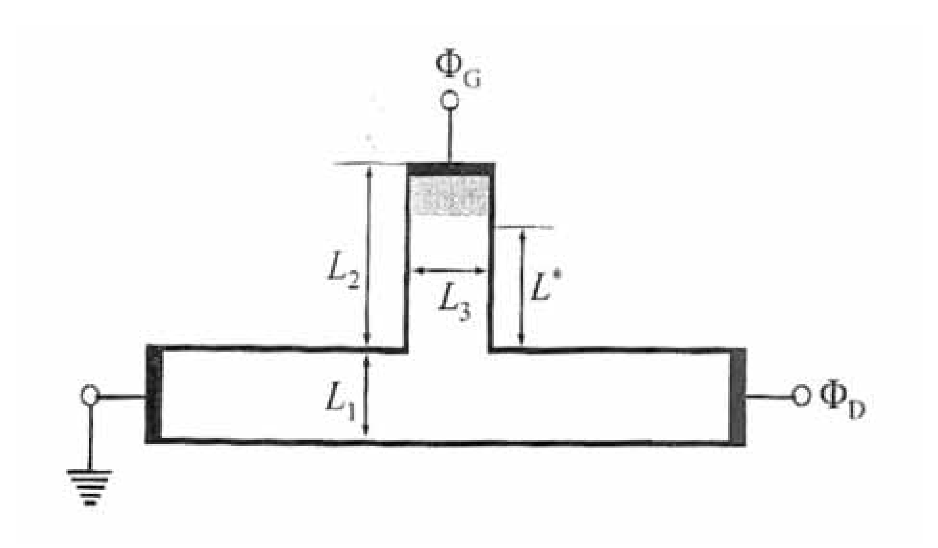
إذا كان الأخير في حالة وصل طبيعياً مع طاقة فيرمي للإلكترونات في حزمة النقل E_F يمكننا أن نحسب جهد العتبة اللازم لإنضاب (تفريغ) قناة الترانزستور FET كالتالي:

$$e\Phi_{th,FET}\approx E_F=\frac{\hbar^2k_F^2}{2m^*}. \qquad (24.8)$$

ومن أجل الأدوات النانوية الموصوفة بالمعادلة (23.8) نجد:

$$e\Phi_{th,QUIT} \approx e\Phi_{12} = \frac{\pi\hbar v_x}{L} = \frac{\pi\hbar^2 k_F}{m^* L} = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*}\frac{2\pi}{k_F L} = e\Phi_{th,FET}\frac{\lambda_F}{l}, \quad (25.8)$$

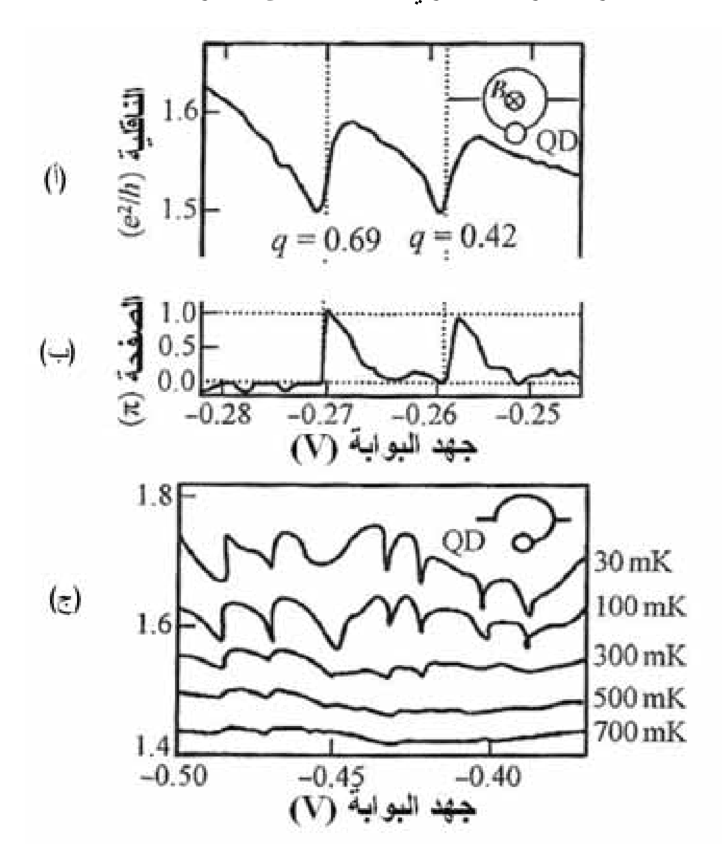
حيث يمثل λ_F طول موجة بروغلي للإلكترونات في مستوى فيرمي. وعليه λ_F <<L . يمكننا أن نرى أن الأداة النانوية يمكنها أن تعمل بجهد بوابة متحكم صغير بشـــكل ملموس.



الشكل 19.8: مخطط ترانزستور QUIT على شكل T. المنبع مؤرض والمصرف والبوابة مبينة على الشكل

يمثل الشكل 19.8 تصميماً آخر لبنية ترانزستور التداخل الكمومي. البنية على شكل T وتتألف من قناة تصل المنبع (مؤرض) المصرف وذراع عرضاني (آرومة). للذراع العرضاني أبعاد متناهية وله بوابة على نهاية الذراع. ندعو هذه النهاية "أعلى" الأداة. إذا كان الطول L2 والعرض L3 أقل من طول التجانس l_Φ فإن انعكاس موجة الإلكترون من الذراع يولد نموذج تداخل أمواج بروغلي. إذا كان عرض القناة الرئيسية L1 صغيراً أيضاً بالنسبة إلى l_Φ يمتد النموذج عبر القناة ويحدد عامل الانتشار للإلكترونات عبر الأداة، أي ناقلية المنبع إلى المصرف. يغير الجهد المطبق على البوابة طول الولوج *L لموجة الإلكترون إلى الذراع، وبالتالي نموذج التداخل.

تظهر التقديرات أن جهد البوابة يمكنه فعلياً التحكم بالناقلة لأداة على شكل-T عندما تكون الأبعاد L1 و L2 و L3 تساوي عدة مئات من Å أو أقل.



الشكل 20.8: نتائج تجريبية لأثر QUIT: (أ) و (ب) من أجل ترانزستور QUIT ثنائي القناة عند T = 0.03 K. (ج) من أجل بنية على شكل T. كلتا الحالتين مصنعة من بنية متباينة عالية الحركية AlGaAs/GaAs . (أ) تعديل ناقلية الأداة بواسطة جهد البوابة. (ب) إزاحة الصفحة كتابع لجهد البوابة. (ج) نفس الحالة (أ) ولكن من أجل أداة على شكل T عند خمس درجات حرارة مختلفة

وكتحقيق عملي للأثر QUIT نقدم النتائج التي حصلنا عليها من أجل بنية AlGaAs/GaAs. صنعت الأقنية من GaAs عالي الحركية. في إحدى الأقنية جرى تضمين نقطة كمومية GaAs تحت البوابة. توافق هذه الأداة مخطط الشكل 18.8 (أ). إذا سدت إحدى القنوات، نحصل على بنية على شكل T ما في الشكل 19.8. جرى تمثيل الحالتين في الشكل 20.8. بلغت حركية الحرارة المنخفضة لغاز الإلكترونات الثنائي البعد القيمة $9\times10^{5}\ cm^{2}V^{-1}s^{-1}$، وكان تركيز الإلكترونات المقاس يساوي $2\times10^{11}\ cm^{-2}$. توافق هذه المعاملات مساراً حراً وسطياً طوله 8 µm وتضمن درجات الحرارة المنخفضة (0.03–0.7K) أن طول الانزياح l_{Φ} أكبر.

في الحالة المدروسة تكون أطوال الأقنية حوالى 1 µm، وحجم النقطة الكمومية (الثنائية البعد) $0.2\mu m\times0.2\mu m$.

نمثل في الشكل 20.8 (أ) ناقلية ترانزستور QUIT كتابع لجهد البوابة (بوحدات الناقلية الكمومية e^2/h). يمكننا أن نرى أن الناقلية معدلة دورياً بجهد البوابة بما يتوافق مع النموذج الموضع آنفاً لترانزستور QUIT. وتجعل تجارب خاصة بحقل مغناطيسي مطبق B استخلاص ازاحة الصفحة للإلكترونات في ترانزستور QUIT ممكناً.

يقدم الشكل 20.8 (ب) هذه النتائج. ويظهر الشكل 20.8 (ج) تعديل الناقلية لأداة على شكل T. توضح القياسات بدرجات حرارة مختلفة تلطخ نماذج التداخل بفعل البعثرة الحرارية لطاقة الإلكترونات الداخلة إلى الأداة.

والخلاصة، أن أثر QUIT يرى من أجل الأداوت ذات أبعاد أقل من ميكرو متر في درجات الحرارة المنخفضة. يسمح تصغير أبعاد الأداة برفع درجات حرارة العمل بشكل ملموس.

وبالنتيجة فإن أثر التداخل الكمومي يعطي مبدأً جديداً لعمل الأدوات الثلاثية الأطراف هذه الأدوات في مرحلة مبكرة من التطوير حالياً. وعلى كل حال، فإن هذه

المقاربات تنذر بتحكم فعال عن طريق جهد صغير إضافة إلى تطوير ترانزستورات بالغة السرعة.

4.8 أدوات نقل الإلكترون الوحيد

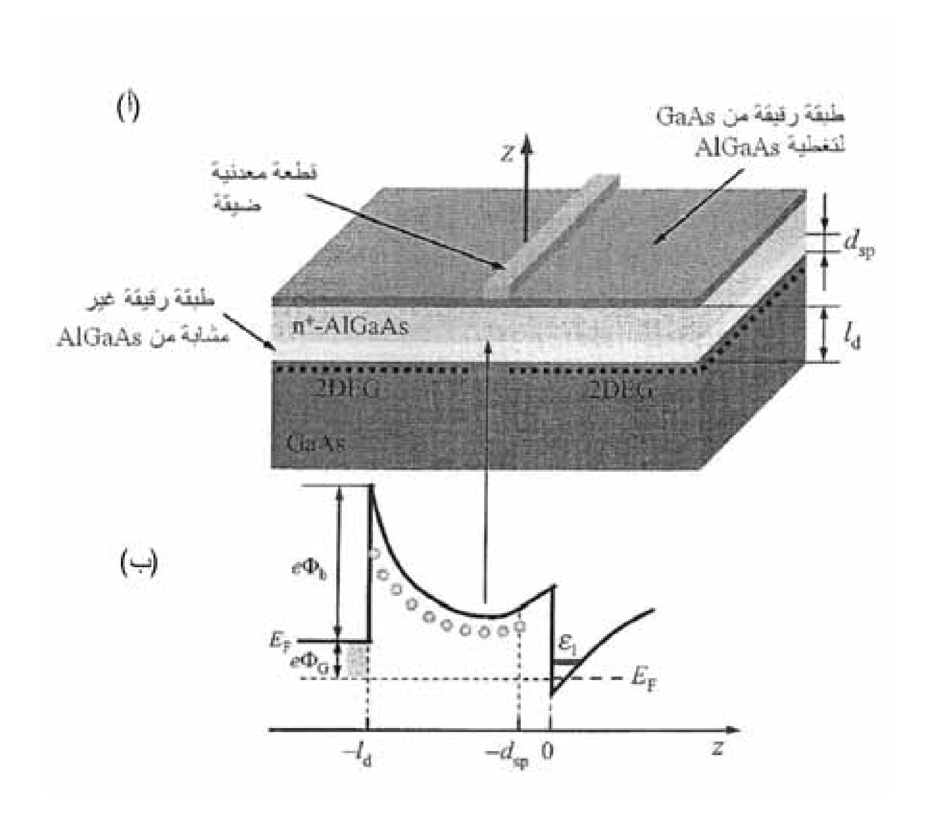
قبل تحليل أمثلة على الأدوات المبنية على نقل الإلكترون الوحيد المدروس في الفقرة 5.6، سنستعرض باختصار تقنية بسيطة لتشكيل البنى بغاز إلكتروني منخفض الأبعاد.

تقنية البوابة المنشطرة

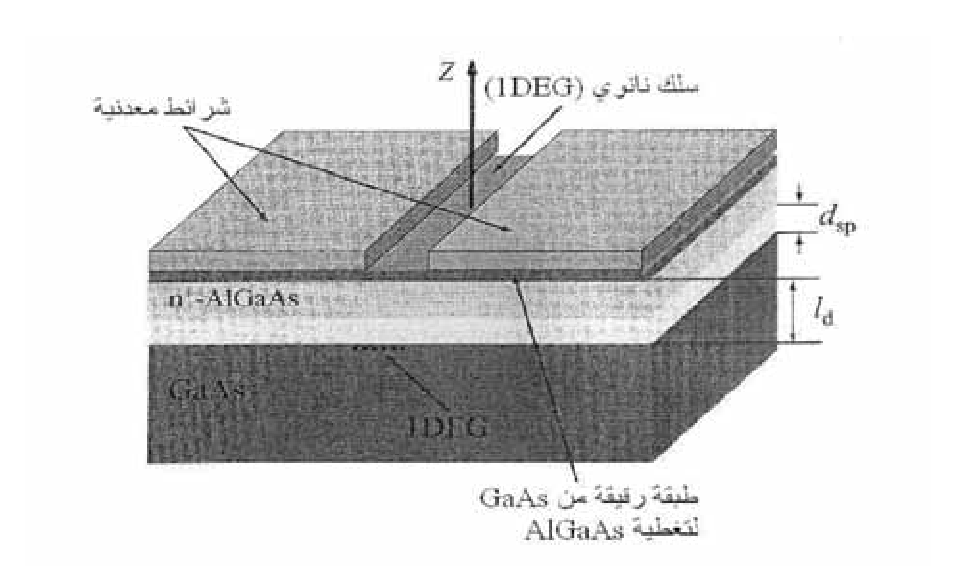
يمكننا بدءاً من الغاز الإلكتروني الثنائي البعد على وجه فاصل أو في بئر كمومي أن نخفض بعد الغاز الإلكتروني أكثر بطرق متعددة. إحدى هذه الطرق تدعى "تقنية البوابة المنشطرة" (split gate technique). يمكن شرح مبدأ هذه التقنية كما يلي: عادة ما تكون إلكترونات مفصولة عن سطح العيّنة بطبقة عازلة ذات فجوة حزم عريضة. يمكن أن تكون طبقة SiO2 على Si أو طبقة حاجزAlGaAs على GaAs ...الخ.

يوضح الشكل 21.8 (أ) بنية كهذه. تقلل طبقة حاجز معدل الإشابة من بعثرة الإلكترونات بالمعطين وتؤدي إلى حركية إلكترونات مرتفعة. تستخدم طبقة رقيقة GaAs منماة فوق هذه البنية كعازل كهربائي إضافي من البوابات المعدنية. ولتكن قطعة معدنية – بوابة– موضوعة على قمة هذه البنية. يمثل الشكل 21.8 (ب) توزع الطاقة الكامنة في حالة تطبيق جهد سالب على البوابة. وبحسب مخطط الطاقة هذا، تدفع الإلكترونات الثنائية البعد عن المنطقة تحت القطعة المعدنية، ويكون طاقة فيرمي EF من أجلهم أقل من أدنى حزمة طاقة جزئية. ونتيجة لذلك تصبح المنطقة تحت البوابة منضبة تماماً، كما يبين الشكل 21.8. من الواضح انه باستخدام بوابات عديدة، ربما من أشكال مختلفة، يمكننا توليد تشكيلات مختلفة من المناطق المشغولة بالإلكترونات. يمكن تشكيل أسلاك ونقاط وحلقات وفجوات...الخ، من أجل الإلكترونات الثنائية البعد. إذا صنفنا قطعتين معدنيتين متوازيتين متقاربتين موضوعين فوق البنية المتباينة، عندها يمكننا بتطبيق جهد سالب على هاتين البوابتين أن نشكل حاجزين

جانبين للإلكترونات لحبسهم في القناة. إذا كانت القناة ضيقة بما فيه الكفاية أمكــن أن تكــون الإلكترونات الثنائية البعد مكممة في البعد الثاني، ونحصل بالتالي على سلك كمومي. يظهــر الشكل 22.8 سلكاً كمومياً كهذا. يمكن أن يتحقق حبس الإلكترونات فــي النقــاط والأســلاك والحلقات ... الخ، بوصلة متباينة في جانب والجوانب الباقية كهرساكنة. جرى استخدام تقنيــة البوابة المنشطرة من أجل قياس أنماط النقل في البنى الكمومية المختلفة، مــثلاً فــي نقطــة التماسات الكمومية ودلائل موجة الإلكترونات.



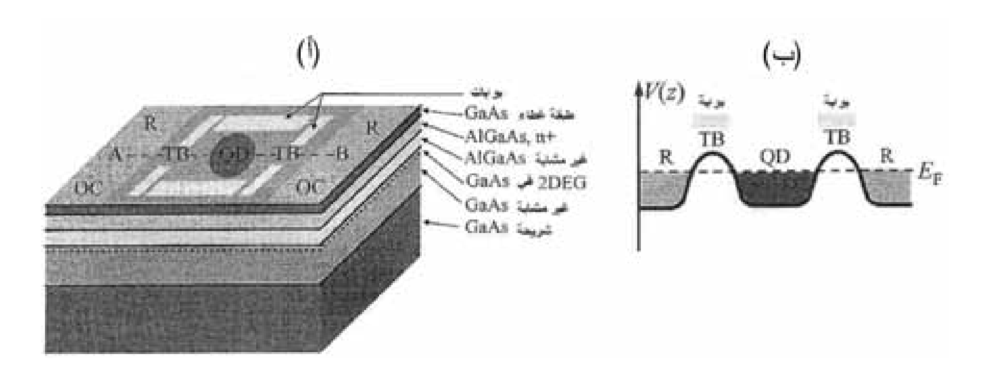
الشكل 21.8 (أ) غاز إلكتروني ثنائي البعد (2DEG، ممثلة بالخطوط المنقطة) عند التواجه بين البنية المتباينة GaAs/AlGaAs المعدلة الإشابة مع طبقة نضوب تحت شريطة قطعة معدنية ضيقة (بوابة) منحازة سلباً. (ب) مخطط الحزم للبنية المتباينة GaAs/AlGaAs في منطقة البوابة. يدل الخط ε_1 على الحزمة الجزئية الأدنى. يرمز Φ_b إلى جهد شوتكي وΦ_c إلى جهد البوابة



الشكل 22.8: سلك كمومي عند تواجه بنية متباينة GaAs/AlGaAs بمنطقتي نضوب تحت قطعتين معدنيتين منحازتين سلباً

يمثل الشكل 23.8 تصميماً أكثر تعقيداً لتشكيل غاز ثنائي البعد على الهيئة المطلوبة من أجل التطبيقات الأحادية الإلكترون. إن أهم مزايا التصميم الظاهر في الشكل 23.8 هي: (i) التماسات الأومية (OC) مع الغاز الإلكتروني الثنائي البعد (تماسات مع خزاني إلكترونات (R)) و(ii) نظام بوابات يولد حواجز نفقية (TB) كهرساكنة ويحبس الإلكترونات في نقطة كمومية (QD). تتشكل الحواجز النفقية عندما يكون الجهد المطبق على البوابات سالباً بالنسبة إلى الجهد المطبق على التماسات. يجب أن تكون الحواجز عالية بما يكفي لفصل النقطة الكمومية والخزانات.

يمثل الشكل 23.8 (ب) منحني الكمون الناتج. تستخدم تقنيات البوابة المنشطرة والبنى الناتجة منها لدراسة آثار الإلكترون الوحيد. في الحقيقة، إذا كانت البنية الشبيهة بالنقطة الكمومية صغيرة بما يكفي، يمكن أن نعتبره صندوق إلكترون وحيداً. يؤدي الجهد المطبق على تماسين (النبع والمصرف) نقل الإلكترونات عبر البنية واحداً تلو الآخر، كما درسنا في الفصل السادس. وعلى العموم فإن تقنية البوابة المنشطرة طريقة فعّالة لصنع أدوات نقل الإلكترون الوحيد.



الشكل 23.8 (أ) نمذجة تصميم غاز ثنائي البعد على الهيئة المطلوبة من أجل التطبيقات الأحادية الإلكترون: التماس الأومي OC، خزان الإلكترونات R، النقطة الكمومية QD، الحاجز النفقي TB. (ب) منحني الكمون V(z) على طول الخط A–B. لاتظهر التماسات الأومية OC لأنها خارج المنطقة الممثلة

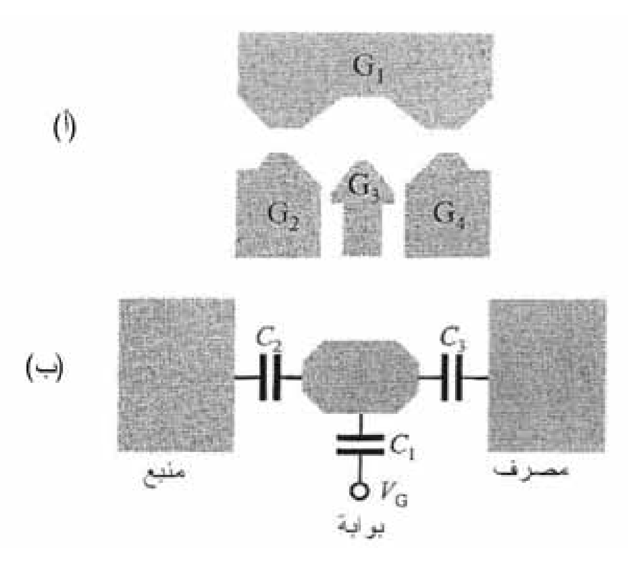
الترانزستورات الأحادية الإلكترون

إن الأدوات الأحادية الإلكترون (single–electron device) المماثلة لتلك المبينة بالشكل 23.8، أدوات ثنائية الأطراف، أي إنها أدوات من نمط الديودات. من المكن إدخال بوابة إضافية لتوليد أداة ثلاثية الأطراف أو ترانزستور أحادي الإلكترون.

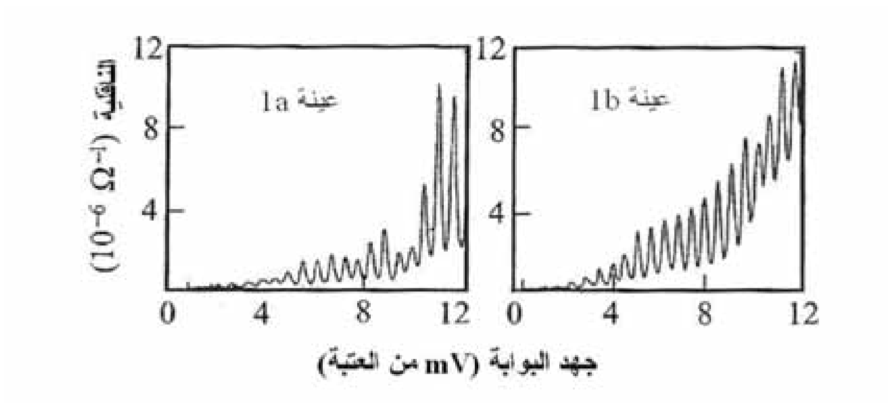
يظهر الشكل 24.8 (أ) تصميم أقطاب معدنية فوق بنية متباينة ذات غاز إلكترونات ثنائي البعد. تشكل البوابات G1 وG2 وG4 نقطة كمومية، كما سبق، وتتحكم البوابة G3 بحجم وشكل النقطة مغيرة بذلك من خواصها. يعمل الترانزستور الأحادي الإلكتروني كما يلي:

يتحدد نقل الإلكترونات بعاملين: شحن كولون للنقطة ومستويات الطاقة المكممة فيها. إذا كان المصرف مستقطباً بالنسبة إلى المنبع يتولد تيار كهربائي في نمط نقل أحادي الإلكترون. وبتطبيق جهد على البوابة وتغيير معاملات النقطة الكمومية، يمكننا أن نغير شروط العبور النفقي للإلكترونات، ونؤثر في التيار منبع – مصرف. يبيّن الشكل 25.8 مثالين على تعديل الناقلية في الترانزستورات الأحادية الإلكترون بجهد البوابة.

تمتلك الأداتان نفس الأبعاد تقريباً. وتكون الأبعاد كبيرة بما يكفي لتحوي عدداً من المستويات المكممة. تمثل كل ذروة في الناقلية نقل إلكترون وحيد (في الشكل 25.8) عندما يدخل مستوى طاقة في حالة تجاوب مع حالات إلكترون في التماسات.



الشكل 24.8 (أ) تصميم ترانزستور نقطة كمومية أحادية الإلكترون. (ب) دارة كهربائية مع ترانزستور نقطة كمومية أحادية الإلكترون



الشكل 25.8: تعديل الناقلية في ترانزستورين أحاديي الإلكترون

أعيد طبعها بإذن من: Marc A. Kastner, "The Signal Electron Transistor," *Reviews of Modern Physics*: vol. 64 (1992), p. 849.

بالرغم من أن ارتباطات الناقلية بجهد البوابة مختلفة أي إنها لاتتكرر، فإن التباعد بين الذرى نفسه في كلتا الأداتين. وهو يتحدد بتغير جهد البوابة اللازم لشحن طاقة النقاط الكمومية بإلكترون واحد. يظهر الشكلان وضوحاً أن التيار الكهربائي معدل بجهد البوابة بدرجة كبيرة. وعليه يمكن الحصول على تحكم كبير بتيار كهربائي بالغ الصغر من أجل الترانزستورات الأحادية الإلكترون. وتتطلب مشكلة تصنيع أدوات قابلة للتكرار إلى مزيد من التطويرات في التقانة.

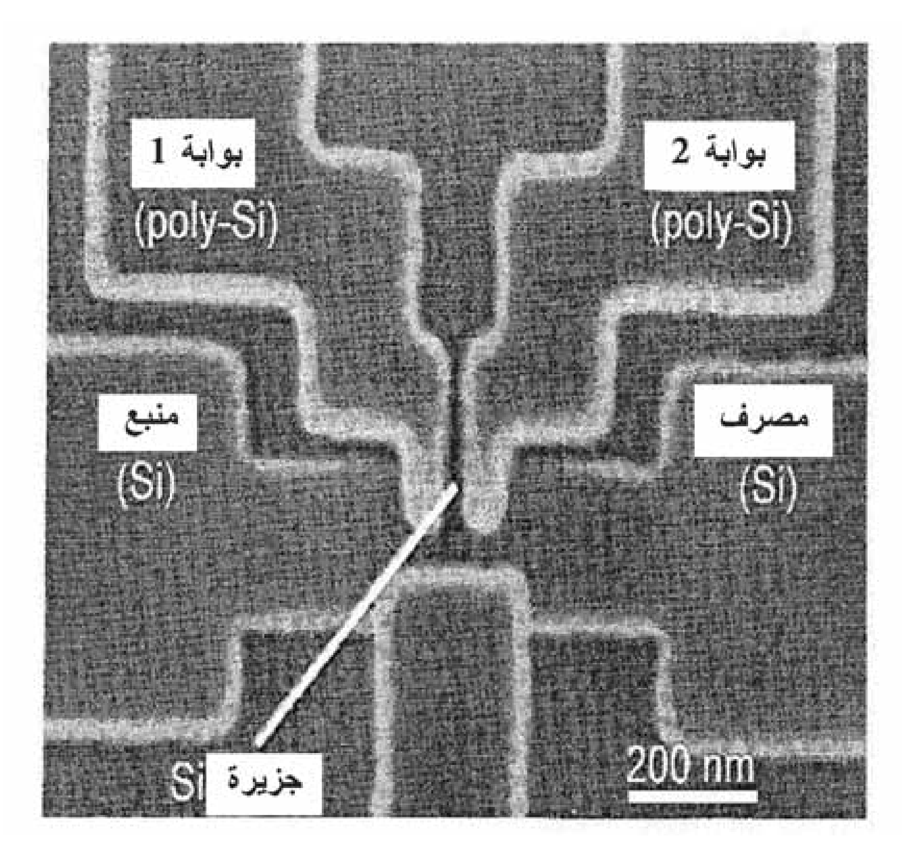
المضخة الأحادية الإلكترون والباب الدوار

لا تتغير الحواجز التي تفصل الأقطاب والنقطة عملياً بتطبيق جهد على البوابة (بل تتغير عوامل النقطة الكمومية) في الترانزستور الأحادي الإلكترون المدروس سابقاً. إلا أن تغير الحواجز ممكن ويضيف وظيفة جديدة للأدوات الأحادية الإلكترون. وكما سنثبت أدناه، يمكن لأداة قابلة للضبط أن تتصرف كمضخة أو كباب دوار (turnstile) في آن معاً.

لنأخذ حالة مماثلة في أداة مبنية على السيليكون. يظهر الشكل 26.8 صورة مجهر مسح إلكتروني لمثل هذه الأداة، إن هذا الإلكترون الأحادي الإلكترون مصنوع في طبقة سيليكون رقيقة جداً. نرى في الشكل بوضوح قناة النقل والمنبع والمصرف للأداة. جرى صنع البوابات الدقيقة من السيليكون المتعدد البلورات وهي مادة ناقلة جيدة. تشكل ثلاث بوابات نقطة كمومية تضبط اثنتان منها 1 و 2 الحواجز بين النقطة والأقطاب. ويوضح الشكل 27.8 سلسلة عمل المضخة.

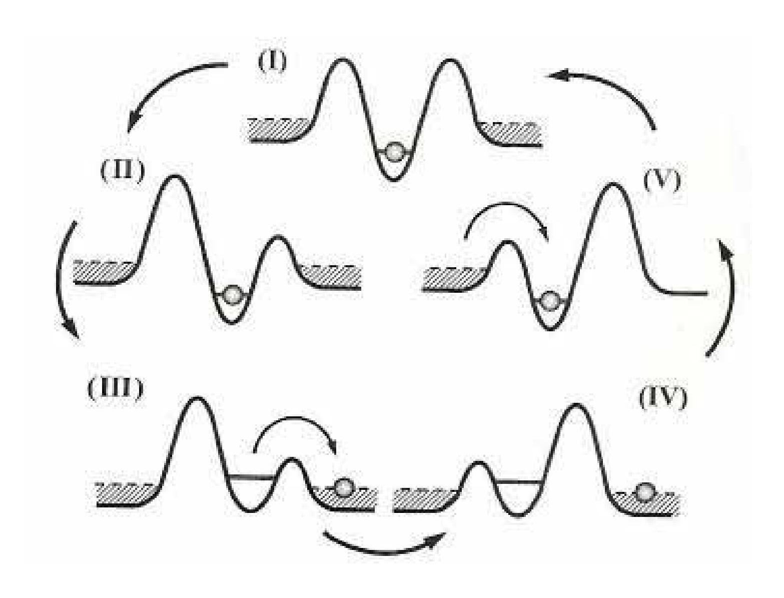
نبدأ بحالة حصار كولون (Coulomb-blocked state) بإلكترون في النقطة (الحالة I). يمكننا بعدها أن نغلق القناة اليسرى بتطبيق جهد سالب على البوابة 1 وجعل الحاجز الأيسر أعلى (الحالة II) وخلال هذا الفصل، نبقى على كمون النقطة ثابتاً تقريباً بتطبيق انحياز تحكم موجب على البوابة 2. نرفع بعد ذلك كمون الجزيرة بحيث يحقن إلكترون وحيد في القناة اليمنى مما يؤدي إلى حالة حصار كولون جديدة مع n-1 إلكترون (الحالة III)، ثم نفتح القناة اليسرى، ونغلق اليمنى، مع الحفاظ على كمون

الجزيرة ثابتاً تقريباً (الحالة IV)، ثم نخفض كمون الجزيرة بحيث يدخل إلكترون واحد من القناة اليسرى (الحالة V)، وهكذا يمكن خلال دور واحد نقل إلكترون واحد فقط بشكل متحكَّم به عبر الأداة. يمكن أن ينظر إلى هذا النظام كمضخة أحادية الإلكترون بما أنه ينقل الإلكترونات واحداً تلو الآخر بدون تطبيق انحياز بين المنبع والمصرف.



الشكل 26.8: صورة مجهر مسح إلكتروني لترانزستور أحادي الإلكترون

عن: Yukinori Ono [et al.], "Manipulation and Detection of Single Electrons for Future Information Processing," *Applied Physics Reviews*: vol. 97, 031101 (2005) © American Institute of Physics.



الشكل 27.8: سلسلة عمل المضخة

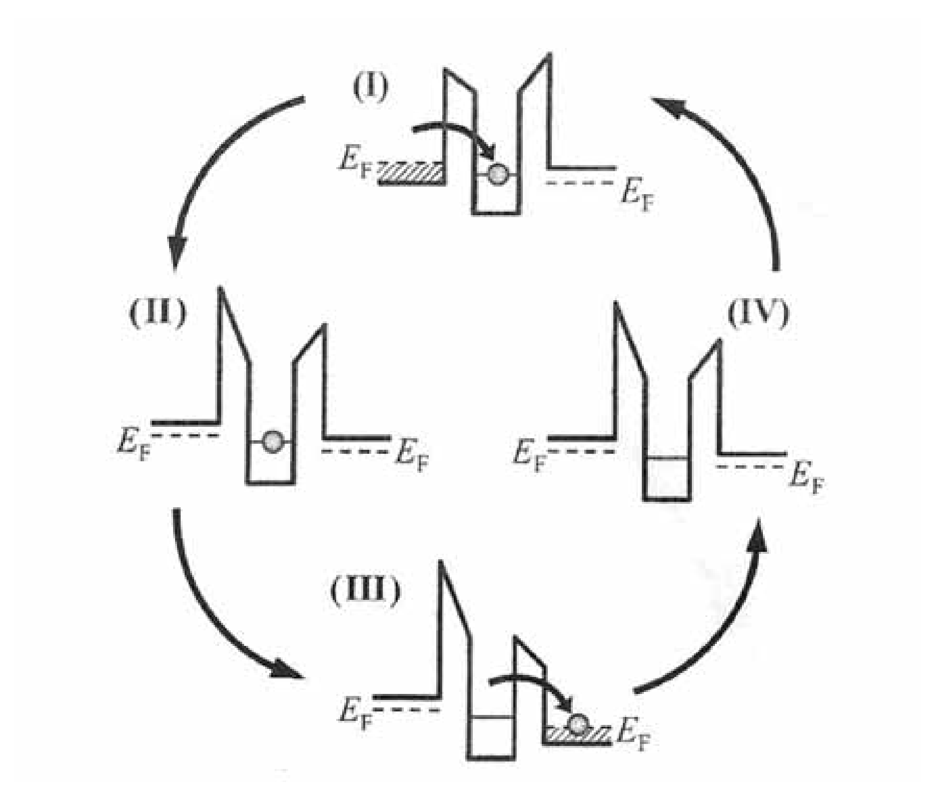
يمكن أن يكون لمضخة الإلكترونات تطبيقات عديدة، أحدها هو معيار التيار. في الحقيقة يعطى التيار الوسطي الذي يعبر الأداة بالصيغة I= –ef ، حيث يمثل f تردد تغير الجهد على البوابات. بما أن قياس التردد يمكن أن يكون دقيقاً جداً، يمكن أن تستعمل الأداة "كمعيار تيار كهربائي". وتكون دقة هذا التيار أعلى بكثير من دقة أي معايير كهربائية أخرى.

يحقق عمل الباب الدوار بتغيير طفيف على نمط العمل المذكور أعلاه. يوضح الشكل 28.8 إجرائية الباب الدوار.

في نمط الباب الدوار نغلق أولاً البوابة 2 بحيث يدخل إلكترون من الجهة اليسرى (المرحلة I) بوجود جهد غير معدوم منبع – مصرف نغلق بعدئذ كلتا البوابتين (المرحلة IV) ونفتح البوابة 1 لنصل إلى حالة البداية. يمكن إنجاز هذه الإجرائية بتطبيق انحياز متناوب AC على كل بوابة مع انزياح صفحة يساوي . تجدر الملاحظة أن خلال إجرائية الباب الدوار، واحدة على الأقل من القناتين تكون مغلقة وهو مالا ينطبق على نمط عمل المضخة. وهذا مفيد لأن المقاومة العالية تمنع حقيقياً العبور النفقي لإلكترونين وهو أحد مصادر الخطأ من أجل أنماط النقل الأحادي الإلكترون.

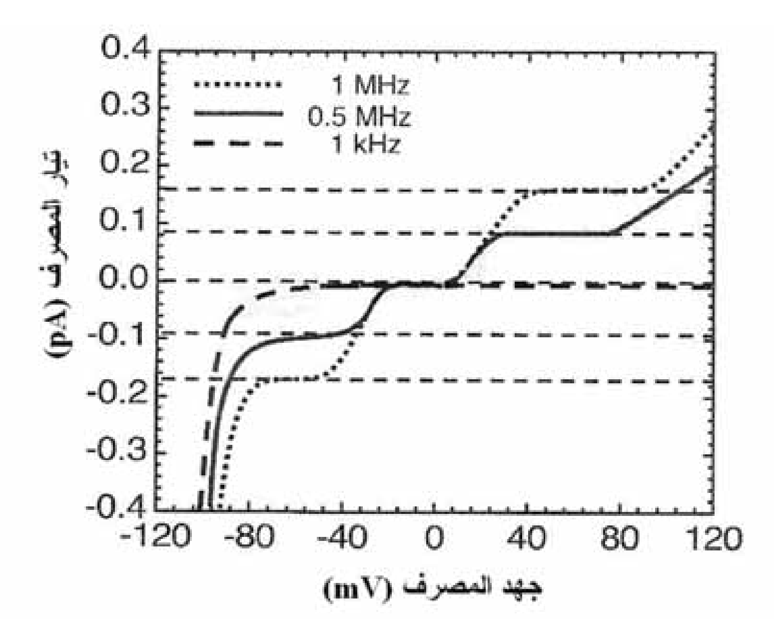
يظهر الشكل 29.8 منحني تيار المصرف بدلالة جهد المصرف في نمط الباب الدوار وبترددات عديدة.

f = 1 kHz و 0.5 MHz و 1.0 MHz. نلاحظ وجود درجة مكمم بوحدات ef من أجل كل من الجهد الموجب والسالب للمصرف، وهذا دليل نقل الإلكترون الوحيد في عمل الباب الدوار. وتكون مستويات درجات التيار من أجل جهود مصرف موجبة مساوية لــ ef تماماً ضمن دقة نظام القياس البالغة 10^{-12}. في هذه التجارب كانت التيارات صغيرة للغاية.



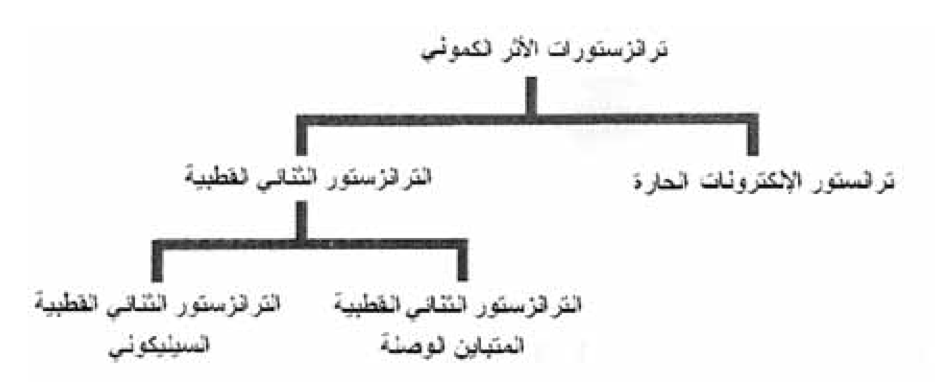
الشكل 28.8: تمثيل لعمل الباب الدوار

عن: Yukinori Ono [et al.], "Manipulation and Detection of Single Electrons for Future Information Processing," *Applied Physics Reviews*: vol. 97, 031101 (2005) © American Institute of Physics.



الشكل 29.8: تيار المصرف بدلالة جهد المصرف لأداة باب دوار. بيكو آمبير PA = 10^{-12}A

عن: Yukinori Ono [et al.], "Manipulation and Detection of Single Electrons for Future Information Processing," *Applied Physics Reviews*: vol. 97, 031101 (2005) © American Institute of Physics.



الشكل 30.8: شجرة العائلة لترانزستور الأثر الكموني تنقسم الأدوات في مجموعتين كبيرتين: الترانزستورات ثنائية القطبية وترانزستورات الإلكترونات الحارة

والنتيجة أنه يمكن تطبيق المبدأ الأساسي لترانزستور الأثر الحقلي FETs – أي التحكم بالتيار بواسطة الجهد المطبق عبر قطب (أقطاب) مترابطة مكثفياً – بنجاح على الأدوات الأحادية الإلكترون. وبالجمع بين الأثر الحقلي وظواهر الإلكترون الوحيد يمكننا التلاعب بحالات الأداة باستخدام تيارات كهربائية بالغة الصغر.

وحتى تاريخه، أجريت تجارب الإلكترون الوحيد في درجات الحرارة المنخفضة (عادة أقل من 20K) إلا أننا نتوقع أن الآثار والأدوات الأحادية الإلكترون ستستثمر في درجات حرارة أعلى وصولاً إلى شروط حرارة الغرفة، وذلك مع التصغير الإضافي لتقانة أنصاف النواقل وصولاً إلى الأبعاد النانوية.

5.8 ترانزستورات الأثر الكموني

تمثل ترانزستورات الأثر الكموني عائلة كبيرة ثانية من الأدوات الإلكترونية الثلاثية الأقطاب بحسب التصنيف المعطى في الفقرة 3.8. يظهر الشكل 30.8 هذه العائلة وبخلاف حالة الأدوات FETs، يجري التحكم بترانزستورات الأثر الكموني بالتيار. يرتبط قطب التحكم بمقاومة مع المنطقة الفعالة من الأداة وتكون الحوامل مفصولة بحاجز طاقة.

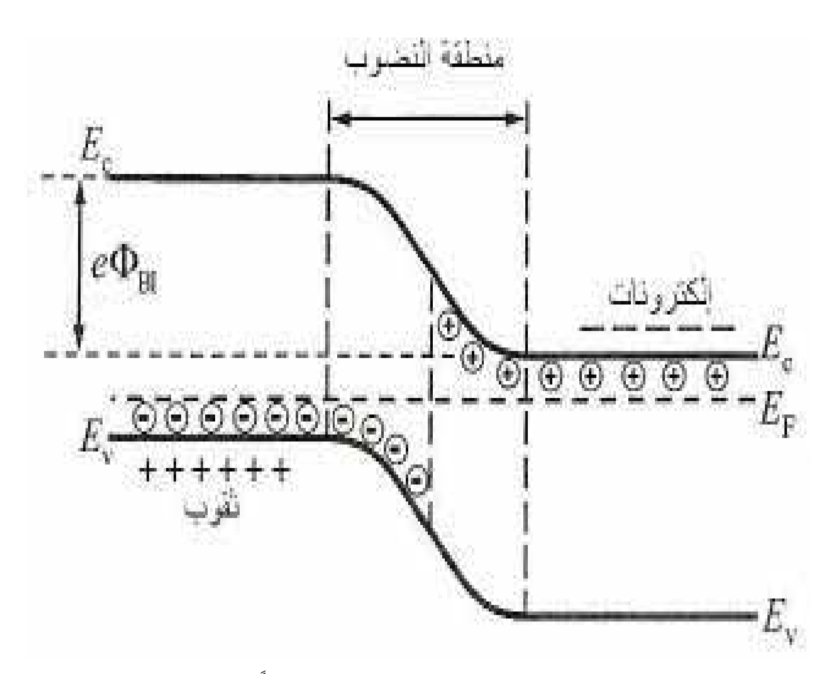
إن أهم ممثل لهذا الصف هو الترانزستور الثنائي القطبية الذي اخترع عام 1947 وشهد تحويلات كبيرة ومستمرة. ويقدم الترانزستور الثنائي القطبية حالياً سرعة عمل كبيرة في معظم تطبيقات الدارات.

وتخرج الدراسة التفصيلية لفيزياء الترانزستورات الثنائية القطبية عن إطار هذا الكتاب بالتأكيد. ولكننا سنعطي في نهاية هذا الفصل مراجع كتب حول الترانزستورات الثنائية القطبية. على أننا سندرس باختصار شديد مبادىء عمل هذا الترانزستور.

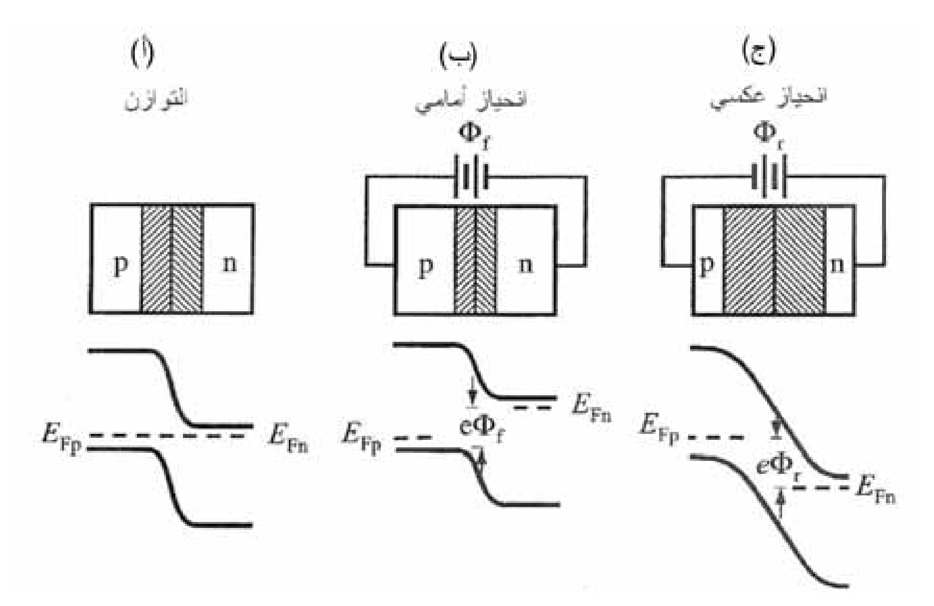
الوصلات p–n

إن العنصر الأساسي للترانزستور هو ما يدعى بـ "الوصلة p–n". إنها وصلة من منطقتين في نصف ناقل: جهة مشابة بمعطيين وتحوي إلكترونات، والأخرى مشابة

بآخذين، وتحوي ثقوباً. يظهر الشكل 31.8 مخطط وصلة p–n. نفترض وجــود انتقــال حاد بين الجهة المشابة p والمشابة n. يحاذي نقل الشحنات عبر الوصلة مستويي، فيرمي المختلفين معطياً مستوي فيرمي واحد Ef. وتنضب منطقتــان ضــيقتان فــي الجهتــين المشابتين n و p ويتولد كمون كهرساكن متضمن ΦBI. وتمنع حواجز الكمون وارتفاعها eΦBI، دخول الإلكترونات إلى الجانب المشاب p للبنية ودخول الثقــوب إلــى الجانــب المشاب n للبنية. ولا يمر تيار كهربائي بين المنطقتين n و p تحت شرط التوازن هــذا: انظر الشكل 32.8 (أ). وكما يتضح من هذا المناقشة فإن أدوات الأثر الكمــوني تتميــز بمنحني كمون يبدو عند الوصلة p–n وبإمكانية التحكم به.



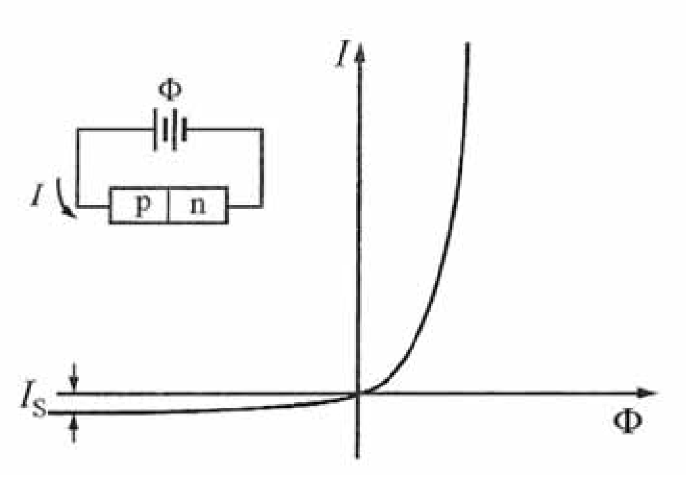
الشكل 31.8: وصلة p–n مع تركيز إشابة يتغير بشكل حاد تبعاً للإحداثية



الشكل 32.8: مخطط وصلة p–n (أ) عند التوازن و(ب) عند انحياز أمامي Φ_F و(ج) عند انحياز عكسي Φr ويكون هنالك مستويا فيرمي في حالة عدم التوازن (ب) و(ج): واحد للثقوب E_{FP} وواحد للإلكترونات E_{Fn} كما هو مبيّن

لنطبق الآن جهداً على الوصلة p–n. يظهر الشكل 33.8 الدارة الكهربائية الموافقة. هناك حالتان مختلفتان: الانحياز الأمامي للوصلة p–n يوافق تطبيق كمون سالب $\Phi = -\Phi_F$ مع $0<\Phi_F$ على الجانب من النوع n. تتناقص حواجز الكمون من أجل كل من الإلكترونات والثقوب وتساوي $e(\Phi_{BI}-\Phi_F)$. وهذه الحالة موضحة في الشكل 32.8 (ب) ويؤدي كمون موجب (الانحياز العكسي للوصلة) إلى زيادة الحاجز الكموني بين الجزأين n وp للبنية، كما هو موضح في الشكل 32.8 (ج) ويصبح كمون الحاجز هنا $e(\Phi_{BI}+\Phi_r)$. يهبط الجهد المطبق أولاً في مناطق النضوب لأن مقاومتها أكبر بكثير من مقاومة المناطق الحيادية n وp للوصلة. ويكسر جهد التوازن وبوجه الخصوص لا يبقى هنالك مستوى فيرمي مشترك، وبدلاً من مستوى فيرمي الحقيقي، يمكن تقديم مستويين E_{Fn} و E_{FP} لفهم تغيرات توزع الكمون، كما يظهر في الشكل 32.8. وحالما يختلف $E_{Fn} \neq E_{FP}$ يبدأ تيار كهربائي بالمرور بين الجزأين n و p للبنية.

يزداد التيار أسياً في حالة الانحياز الأمامي بتناقص كمون الحاجز وتصبح الوصلة ناقلة بشدة. ويكون التيار صغيراً ويصبح مشبعاً من أجل الانحياز العكسي الكبير. يبدي الشكل 33.8 منحني التيار بدلالة الجهد للوصلة p–n . وتتمثل مميزات المنحني بسلوك تقويمي وبلا خطية شديدة. تستعمل هذه اللاخطية في تطبيقات عديدة للديود p–n.



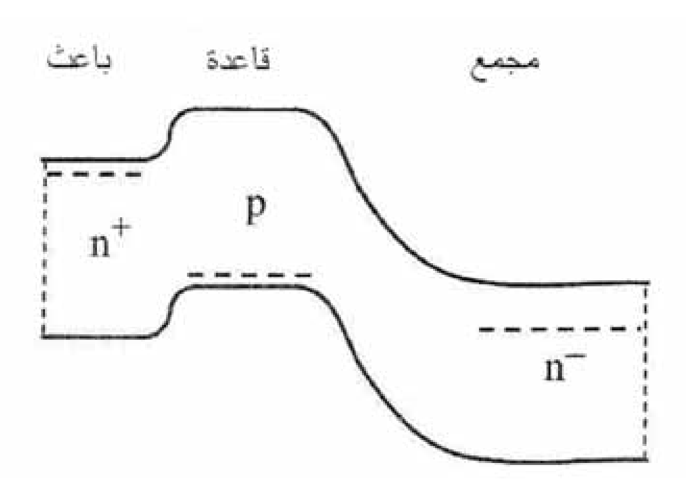
الشكل 33.8: منحني التيار بدلالة الجهد للوصلة p–n

الترانزستورات الثنائية القطبية

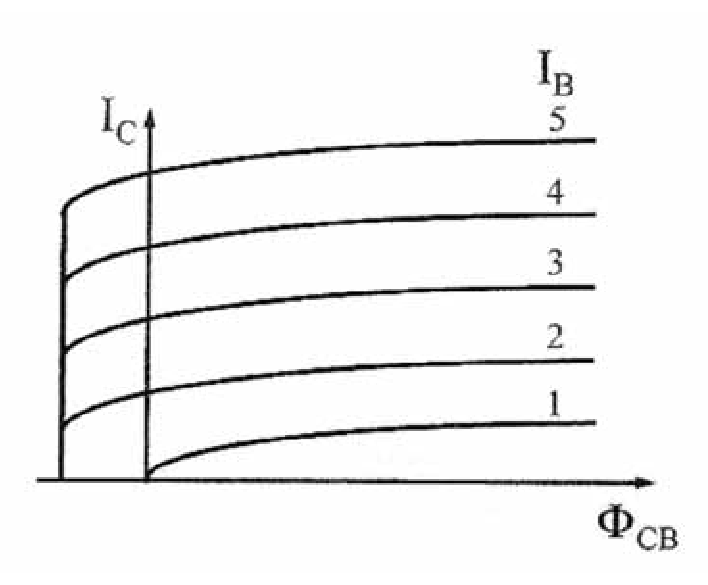
يتألف الترانزستور ثنائي القطبية المتماثل البنية (homostructure bipolar transistor) من وصلتين p–n. عادة ما تكون إحداهما منحازة أمامياً – وصلة الباعث– في حين تكون الثانية مستقطبة عكسياً – وصلة المجمّع. يمثل الشكل 34.8 مخطط حزم الطاقة لترانزستور ثنائي القطبية. يوضح هذا المخطط تشكل كمون لحركة الإلكترونات والثقوب. ويكون التحكم بهذا الكمون العنصر الأساسي للترانزستور الثنائي القطبية. إن الأداة الموصوفة من النوع n–p–n، مع أن كل النتائج تقريباً تنطبق أيضاً على النوع p–n–p. يمكن فهم المخطط بسهولة عن طريق أثر نقل الشحنات بين الباعث (المنطقة n اليسرى) والقاعدة (المنطقة p الوسطى) والمجمّع (المنطقة n اليمنى). نفرض أن جهد الانحياز يسمح للإلكترون الانتقال من المنطقة n اليسرى) عبر المنطقة p إلى المنطقة n

اليمنى. يخفض الانحياز الأمامي المطبق على وصلة الباعث حاجز الطاقة للإلكترون المتحرك من الباعث إلى القاعدة. ويظهر في الوقت نفسه حركة مشابهة للثقوب من القاعدة إلى الباعث. تنتقل الإلكترونات التي تتغلب على الحاجز عبر القاعدة. يحدث تزاوج لحوامل الشحنة الأقلية (الإلكترونات) في القاعدة، ولكن إذا كانت سماكة القاعدة أقل من طول الانتشار لحوامل الشحنة الأقلية يكون فقد الإلكترونات مهملاً.

عندما تصل الإلكترونات إلى منطقة المجمّع تكنس (sweeps) إلى المجمّع بفضل الحقل الكهربائي المرتفع في منطقة النضوب لتلك الوصلة وتشكل تيار المجمّع. تزود كل منطقة ناقلة (الباعث والقاعدة والمجمّع) بتماس كهربائي في الترانزستور الثنائي القطبية مشكلة بذلك أداة ثلاثية الأطراف. إن عمل الترانزستور الثنائي القطبية مبني على مبدأ التحكم بالتيار بحقن حوامل الشحنة الأقلية. فمثلاً في أداة n–p–n يؤدي حقن الحوامل الأقلية من وصلة p–n منحازة أمامياً (باعث–قاعدة) في القاعدة إلى مرور التيار عبر تماس القاعدة والتحكم بتيار المجمّع. يظهر الشكل 35.8 تيار المجمّع بدلالة جهد المجمّع–القاعدة Φ_{CB} من أجل تيارات مختلفة I_B عبر تماس القاعدة (قارن هذا بمنحنيات التيار بدلالة الجهد لترانزستورات FETs المعطاة في الشكل 10.8).



الشكل 34.8: مخطط حزم طاقة الترانزستور ثنائي القطبية متماثل البنية n–p–n على طول اتجاه حركة الإلكترونات. وقد أشرنا إلى مناطق الباعث والقاعدة والمجمّع الشبه المحايدة. وصلة الباعث منحازة أمامياً ووصلة المجمّع منحازة عكسياً قليلاً



الشكل 35.8: تيار المجمّع I_C في ترانزستور ثنائي القطبية من أجل خمس قيم مختلفة لتيار القاعدة I_B

تسافر الحوامل من الباعث إلى المجمّع بشكل عمودي على الوصلات، وعليه يحدد زمن عبور حامل الشحنة عبر القاعدة سرعة العمل وتردد القطع للأداة. إن تصغير الأدوات بهدف تخفيض زمن العبور في ترانزستور ثنائي القطبية متماثل الوصلات لا يمكن تحقيقه مع تنفيذ كل متطلبات الأداء العالي في الوقت نفسه. تضمن هذه المتطلبات مستويات إشابة عالية في الباعث والقاعدة وكذلك منطقة قاعدة صغيرة. إن استخدام بنى متباينة يساعد في حل هذه المشاكل وتحسين أداء الأداة. وبالتالي يمكننا تقسيم صف الترانزستورات هذا إلى مجموعتين كبيرتين:

ترانزستورات ثنائية القطبية متماثلة الوصلات، أو متباينة الوصلات، كما يظهر في الشكل 30.8.

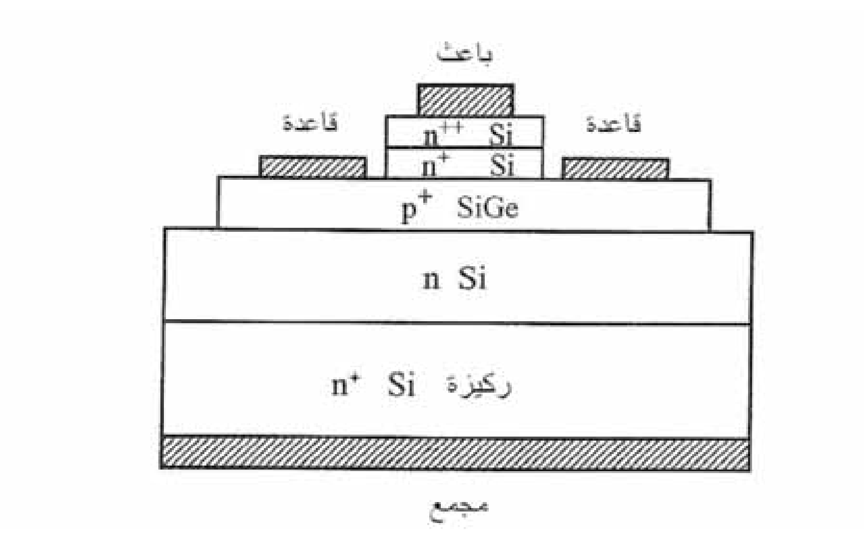
وكمثال على الصف الجزئي الأخير نأخذ الأداة Si/SiGe. يظهر الشكل 36.8 مقطعاً لترانزستور ثنائي القطبية متباين البنية Si/SiGe من النوع n–p–n . تصنع الأداة على ركيزة n^+–Si (مجمّع جزئي بإشابة 2×10^{19} cm^{-3}) موصول بقطب. ويكون طبقة المجمّع مشابة إلى 2×10^{16} cm^{-3} وعرضه 0.3 μm. تصنع القاعدة +p من مزيج

$Si_{1-x}Ge_x$ مع x بين 0.2 و 0.3 ولها عرض في المجال $30-50$ nm, وتكون إشابة القاعدة من 2×10^{18} cm^{-3} إلى 5×10^{19} cm^{-3} .

تؤمن أقطاب معدنية ثنائية الجانب التماس المباشر مع القاعدة. يصنع الباعث من n+-Si مع إشابة 5×10^{17} cm^{-3} توضع طبقة مشابة بشدة نرمز إليها بـــ n++-Si. فوق الباعث لتأمين تماس جيد إلى القطب المعدني.

وبفضل القاعدة القصيرة جداً وخواص البنى المتباينة يمكن قياس تردد قطع عال جداً يبلغ 75 GHz في درجة حرارة الغرفة، في حين إن قياس تردد القطع يعطي 94 GHz عند درجة حرارة الآزوت السائل لهذا الترانزستور. وقد سجل الرقم القياسي لنتائج ترانزستورات SiGe في شركة IBM ويبلغ 500 GHz.

يمكن العثور على دراسة تفصيلية لترانزستورات ثنائية القطبية متباينة الوصلات في المراجع المذكورة في نهاية الفصل.



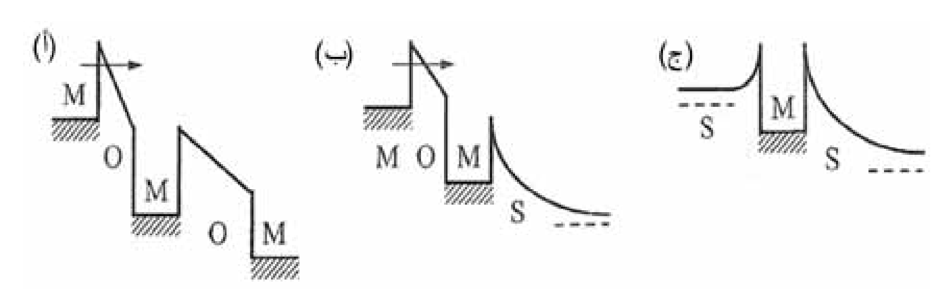
الشكل 36.8: مقطع في ترانزستور ثنائي القطبية متباين الوصلات n-p-n Si/SiGe. ترمز++n و +n و +p و n إلى إشابة عالية ومتوسطة (+p و +n) ومنخفضة نسبياً على التوالي. وتكون طبقة p+-Si مشدودة

ترانزستورات الإلكترونات الحارة

تمثل ترانزستورات الإلكترونات الحارة مجموعة أخرى من أدوات الأثر الكموني، كما بيّنا في الشكل 30.8. تستخدم هذه الأدوات بنية باعث–حاجز–قاعدة–حاجز–مجمّع. تحقن الإلكترونات الحارة فوق أو عبر حاجز الباعث إلى منطقة القاعدة الضيقة. تمتلك الحوامل المحقونة سرعة كبيرة وتنتقل عبر القاعدة مقذوفياً تقريباً، أي إنها تعبر القاعدة بدون تبعثر ملموس. يجري التحكم بالتيار عبر الأداة بتغيير ارتفاع حاجز المجمّع. يستخدم هذا المبدأ في عدد من التشكيلات والتوليفات المختلفة للمواد.

لندرس أداة الحقن المقذوفي والتي هي أولاً أداة "أحادية القطبية" أي إنها تستخدم نوعاً واحداً من الحوامل لنقل الإلكترونات. تتألف أداة الحقن المقذوفي أيضاً من باعث وقاعدة ومجمّع. دور الباعث أن يحقن الإلكترونات بسرعات عالية في القاعدة، ويجب على القطب الثاني أن يجمع هذه الإلكترونات.

يتحكم جهد مدخل القاعدة بحقن الإلكترونات، وبالتالي بتيار خرج المجمع. ينتج تغير صغير في المدخل تغيرات كبيرة في الخرج وتبدي الأداة ربح تيار. وعادة مايكون حقن الإلكترونات في قاعدة الأدوات المقذوفية بطاقة كبيرة تتجاوز 0.1 eV. ويجب أن يؤدي هذا إلى تخفيض زمن الرحلة عبر منطقة القاعدة. تتعلق ميزة أخرى للادوات المقذوفية بصفتها الأحادية القطبية وهذا يعني إمكانية اختيار النوع الأسرع من الحوامل الأكثرية (الإلكترونات) وتجنب مساهمة الثقوب الأقلية الأبطأ.



الشكل 37.8: مخطط حزم الطاقة لترانزستورات الحقن المقذوفي المعدني القاعدة. نرمز إلى طبقات المعدن والأكسيد ونصف الناقل بـــ M وO وS على التوالي. وتكون الطبقات النصف الناقلة مشابة. المخططات ممثلة تحت شروط انحياز العمل

جرى اقتراح مخططات لأدوات الحقن المقذوفي تهدف إلى تحقيق ترانزستور أسرع من الترانزستورات الثنائية القطبية وترانزستورات الأثر الحقلي. وهي تختلف بالآليات الفيزيائية لحقن الإلكترونات إضافة إلى المواد المستخدمة في هذه الأدوات. وربما تكون الأداة الأبسط بنية متباينة معدن–أكسيد–معدن–أكسيد–معدن–نصف ناقل وبنية نصف ناقل– معدن– نصف ناقل (SMS)، كما في الشكل 37.8 (ب) و37.8 (ج) على التوالي. ويكون مبدأ العمل نفسه لهذه البنى الثلاثة.

لنأخذ مثلاً حالة البنية SMS. يمكننا أن نرى شبهاً كبيراً مع الترانزستور الثنائي القطبية: تعمل وصلة نصف ناقل–معدن المنحازة أمامياً كباعث وتلعب وصلة معدن–نصف ناقل ثانية كمجمع وتكون طبقة المعدن هي القاعدة. إن كلتا الوصلتين هما ديودا شوتكي أحدهما منحاز أمامياً والأخر منحاز عكسياً. يجري حقن الإلكترونات تحت شروط الانحياز هذه فوق حاجز شوتكي مع طاقات تتجاوز بكثير الطاقة الحرارية في القاعدة. إذا كانت القاعدة ضيقة "تطير" الإلكترونات عبر منطقة القاعدة بدون خسارة طاقتها. وتكون كثافتها اللاحقة معرفة بانحياز القاعدة–المجمع: يزداد حاجز المجمع المتناقص جزء الإلكترونات الآتية إلى قطب المجمع وبالتالي تيار المجمع.

جرى استخدام مواد مختلفة للبنى الظاهرة في الشكل 37.8، وقد جرت دراسة البنية $Si/CoSi_2/Si$ لحالة SMS.

وقد وجدنا عاملاً α يساوي 0.6 في هذه الحالة. وهنالك ضرر مشترك للترانزستورات ذات القاعدة المعدنية يتمثل في انعكاس الإلكترونات العالي من المعدن. هذا الانعكاس أثر ميكانيكي كمومي بطبيعته، وبالتالي يمكن تجنبه. وهو يحدث حتى من أجل التواجد المثالي نصف ناقل–معدن.

يمكن استخدام البنى النصف الناقلة المتباينة بطرق أخرى لتحقيق أدوات الحقن المقذوفي. لندرس حالة الأدوات من نوع –n. يكون الباعث والقاعدة والمجمع مناطق مشابة ومفصولة بحاجزين في أدوات الحقن المقذوفي المبنية على نصف النواقل.

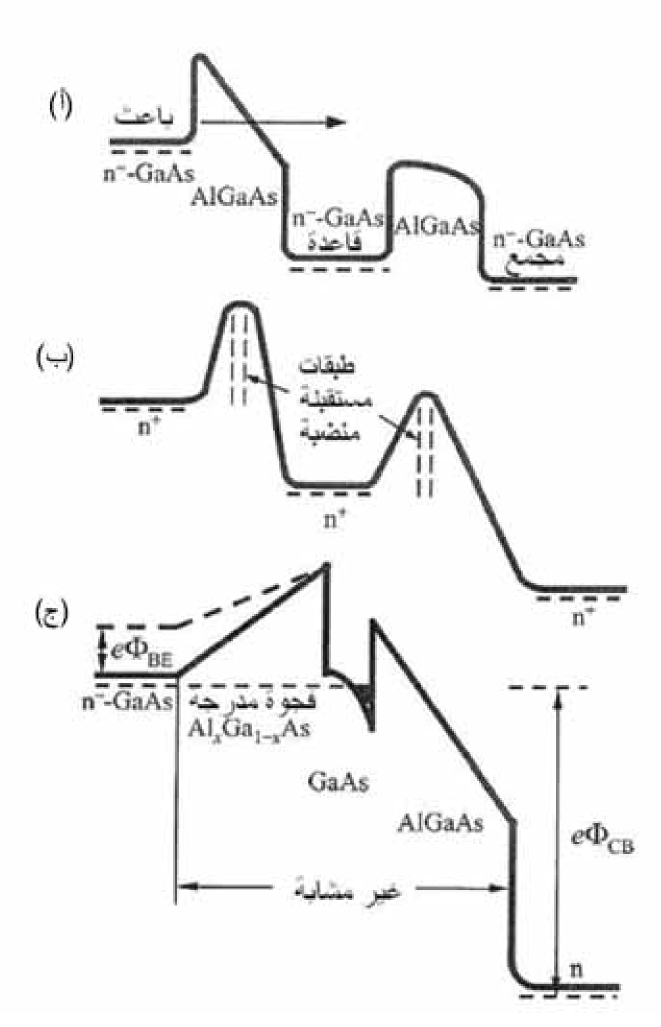
يمكن تشكيل الحواجز بتنمية طبقات من مواد ذات انزياح حزمة نقل موجب، كما يظهر في الشكل 38.8 (أ) وتستخدم هذه البنية أربع وصلات متباينة، ويمكن إنتاج نوع آخر من الحواجز بإشابة مستوية بمستقبلين في بنية متماثلة، كما يوضح الشكل 38.8 (ب).

لنعتبر العوامل العادية للبنى من أجل أدوات الحقن المقذوفي. إذا كان ارتفاع حاجز الباعث يساوي V_b، وسرعة الإلكترونات المحقونة في القاعدة تقدر بـــ $v_B \approx \sqrt{2V_b / m^*} = 5.9\times10^7\sqrt{2\tilde{V}_b/(m^*/m_0)}\ cm\ s^{-1}$ حيث $\tilde{V}_b$ طاقة الحاجز مقدرة بـــ eV.

نفرض من أجل GaAs أن $\tilde{V}_b = 0.3\,eV$ و $m^* \approx 0.067m_0$. نحصل من أجل السرعة $v_B \approx 1.3\times10^8\,cm\ s^{-1}$.

وهذه القيمة أكبر من سرعة الإلكترونات المميزة في الأدوات كترانزستورات FETs والترانزستورات الثنائية القطبية.

وهناك خاصة هامة أخرى هي أن الإلكترونات المحقونة تبدي انتشار سرعات في مخروط سرعة ضيق جداً.



الشكل 38.8: مخططات حزم الطاقة من أجل الترانزستورات المقذوفية النصف الناقلة. (أ) بنية AlGaAs/GaAs مع أربع وصلات متباينة وقاعدة مشوبة. تحقن الإلكترونات في القاعدة بفضل العبور النفقي. ندعو هذا النوع من الأدوات مضخم النقل النفقي للإلكترونات الحارة. (ب) أداة إلكترون متباينة البنية. تتشكل الحواجز بإشابة-p مستوية. وتكون القاعدة مشابة-n. (ج) أداة مع قاعدة غير مشابة

من: S. Luryi, "Hot-electron Transistors," in: S. M. Sze (ed.), *High-speed Semiconductor Devices* (New York: Wiley 1990), fig (12).

في الواقع، تبلغ القيمة الوسطى للمركبة العرضية لكمية حركة الإلكترونات في الباعث $p_{\parallel,E} \sim \sqrt{2m^* k_B T}$ حيث T درجة حرارة الأداة. وبفضل تناظر الانسحاب العرضي، لا تتغير هذه المركبة تحت حقن الإلكترونات عبر الحاجز، وعليه يمكن حساب الزاوية المميزة لانتشار السرعات كما يلي:

$$\theta \approx \frac{v_{II,B}}{v_B} = \frac{p_{II,B}}{m^* v_B} = \frac{p_{II,E}}{m^* v_B} = \sqrt{\frac{k_B T}{v_b}}.$$

تعطى المعادلة مثلاً، في درجة حرارة الهليوم السائل و $V_b \approx 0.3\, eV$، القيمة $\theta \approx 6^{\circ}$. تخفف الاصطدامات في القاعدة عدد الإلكترونات المقذوفية. إذا كان مسار الإلكترون الوسطي الحر في القاعدة l_e وعرض القاعدة L_B يعطى جزء الإلكترونات المقذوفية التي يجمعها المجمع بالعلاقة $\alpha \approx \exp(-L_B / l_e)$. وعليه يجب أن تكون منطقة القاعدة ضيقة كثيراً، وفي هذه الحالة، يجب أن تكون منطقة القاعدة شديدة الإشابة لتخفيض المقاومة لتيار القاعدة.

وتبرز محدودية تقنية إشابة القاعدة نتيجة أن الإشابة العالية تزيد من تبعثر الإلكترونات، وتخمد النمط المقذوفي لحركة الإلكترونات، وتحديداً إذا تجاوزت تركيزات الشوائب 10^{18} cm^{-3} من أجل المركبات III–V، فإن تبعثر الإلكترونات يصبح قوياً جداً. وكنتيجة لذلك نستخدم في أدوات AlGaAs/GaAs إشابة مناطق القاعدة تساوي 10^{18} cm^{-3} وعرض من 30 إلى 80 nm. تسهل أمثلة معاملات البنية تحقيق أداة مقذوفية مع نسبة نقل $\alpha = 0.9$ عند درجة حرارة الهيليوم السائل.

يمثل الشكل 38.8 (ج) تصحيحاً آخر لأداة مقذوفية. يتكون حاجز الباعث من مركب مدرج وتكون القاعدة غير مشابة. يجري تحريض القاعدة بالحقل الكهربائي للمجمع الأمر الذي يؤدي إلى تشكل غاز ثنائي البعد عند التواجد غير المشاب.

ندعو هذا النوع من الأدوات المقذوفية "ترانزستور القاعدة المحرضة". إن مزايا ترانزستور القاعدة المحرضة هي كما يلي: يتميز غاز الإلكترونات الثنائية البعد عن القاعدة بحركية عالية وتركيز إلكترونات ثنائية البعد من رتبة $2\times10^{12}\ cm^{-2}$. يؤدي هذان الأثران إلى مقاومة قاعدة منخفضة، وبالتالي يمكن اختيار بوابة ضيقة جداً، عادة 100 Å.

ينتج من ذلك قسم كبير من الإلكترونات المقذوفية القادمة إلى المجمع، وعلى سبيل المثال، يعطى ترانزستور القاعدة المحرضة AlGaAs/GaAs $\alpha = 0.96$ حتى في درجة حرارة الغرفة. وقد جرى تصنيع ترانزستورات القاعدة المحرضة InGaAs/AlGaAs باستخدام و بنى متباينة Ge/SiGe مشابهة –p.

والخلاصة، تتميز ترانزستورات الإلكترونات الحارة بمناطق قاعدة نانوية الأبعاد بسرعة عمل كبيرة. ويوافق زمن عبور من رتبة 0.1–0.5 ps تردد قطع في المجال 2–10 THz.

6.8 ديودات الإصدار الضوئي والديودات الليزرية

درسنا حتى الآن الأدوات الإلكترونية النانوية أي صفاً من الأدوات التي توظف الخواص الكهربائية للبنى النانوية، وتعمل مع إشارات دخل وخرج كهربائية. يتألف صف آخر من الأدوات "الإلكترونية الضوئية" التي تعتمد على كل من الخواص الكهربائية والضوئية للمواد، وتعمل مع إشارات ضوئية وكهربائية.

سندرس في هذه الفقرة صفين مهمين من الأدوات الإلكترونية الضوئية: ديودات الإصدار الضوئي (light–emitting diodes) والديودات الليزرية (laser diodes). وكما يدل لقبها فقد اخترعت الأدوات لإنتاج ضوء بخواص محددة وعلى الأخص، يجرى تحويل طاقة التيار الكهربائي المادة في هذه الديودات إلى طاقة ضوئية.

تمتلك هذه الأدوات الإلكترونية الضوئية عدداً ضخماً من التطبيقات وتستحق الدراسة بالتفصيل. قمنا في الفصلين الثاني والثالث بتقديم ودراسة الحقول الكهرومغنطيسية، التي تشكل الأمواج الضوئية مثالاً خاصاً عليها. وكذلك درسنا

الإلكترونات في الذرات (الفصلين الثاني والثالث) والأجسام الصلبة (الفصل الرابع). إلا أننا فرضنا أن هذين الكيانين الفيزيائين لا يتفاعلان فيما بينهما. في الحقيقة، تعطى التأثيرات المتبادلة ضوء–مادة بعضاً من الدلائل الأولى عن الطبيعة الكمومية للمادة، تذكر أن الحقل الكهرومغنطيسي يتألف من عددٍ لا منتهٍ من "الأنماط" (الأمواج) التي يتميز كل منها بشعاع موجة واستقطاب محدد. وبحسب الفيزياء الكمومية (انظر الفصل الثالث) يمكن وصف كل نمط بعبارة مهتز توافقي تردده ω. ويوافق ذلك فاصل طاقة بين مستويات هذا المهتز الميكانيكي الكمومي يساوي $\hbar\omega$: انظر المعادلة (41.2). يمكن لهذا المهتز أن يكون في حالة غير مهيجة الذي يبدي حالة الأرض أو اهتزازات النقطة صفر للحقل الكهرمغنطيسي. يمكن أن يهيج المهتز إلى مستوى طاقة أعلى. إذا جرى تهيج المستوى (النوني) للمهتز يكون هنالك N عدد الكمات (الفوتونات) في النمط المدروس. ويكون الوصف التقليدي لموجة كهرومغنطيسية صحيحاً من أجل أعداد كبيرة من الفوتونات: $N>>1$.

إضافة إلى تكميم الطاقة، تتكشف الطبيعة الكمومية للحقول الكهرومغنطيسية في إحصاء التوازن للفوتونات. في الواقع، تلبي الفوتونات مايدعى بالإحصاء البوزوني أو إحصاء بوز–أينشتاين (Bose–Einstein Statistics) الذي يعطي متوسط عدد الفوتونات نمط مختار تحت التوازن بالصيغة:

$$N = \frac{1}{\exp[\hbar\omega/(k_B T)]-1}, \qquad (26.8)$$

حيث تمثل T حرارة الوسط. تدعى المعادلة (26.8) أيضاً "صيغة بلانك" . Planck's Formula

يختلف إحصاء بوز–أينشتاين جذرياً عن إحصاء فيرمي الذي استخدمناه للإلكترونات (انظر الفصل السادس). وعلى الأخص فإنه يسمح بمراكمة عدد عشوائي للفوتونات في أي نمط. فمثلاً، ينتج من المعادلة (26.8) أنه عندما $1<<k_B T/\hbar\omega$ يكون عدد الفوتونات $1<<k_B T/\hbar\omega \approx N$ في حين إن عدد الإلكترونات التي تشغل أي حالة لا يمكن أن تتجاوز 1.

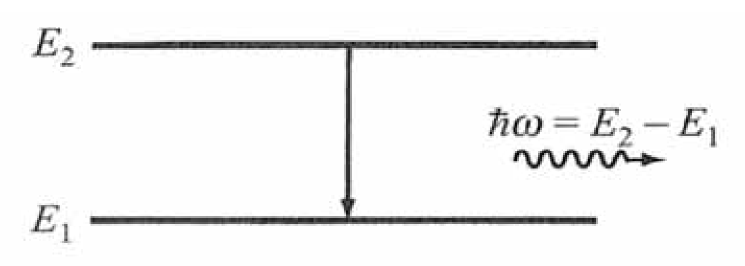
بعد هذه الملاحظات التقديمية حول الخواص الكمومية للحقول الكهرومغنطيسية، نستعرض باختصار العمليات الأساسية الثلاث التي تربط نظاماً مادياً كمومياً بالضوء: الامتصاص والإصدار التلقائي والإصدار المحفز.

امتصاص الفوتونات وإصدارها

سندرس نظاماً مكمماً بسيطاً مع مستويي طاقة E_1 وE_2، كما هو موضح في للشكل 39.8 لنشرح هذه العمليات. توافق إشغالات مستويات الطاقة في هذا النظام حالات خاصة للإلكترونات. تتأثر الإلكترونات المشحونة بالحقل الكهرومغنطيسي. هذا التأثير المتبادل يعطي انتقالات بين حالات النظام الكمومية، وكثيراً ما تدعى هذه الانتقالات بالانتقالات الضوئية. وبحسب النظرية الكمومية، يمكن للنظام أن يغير طاقته كنتيجة للتأثر المتبادل حصرياً مع الأمواج الكهرومغنطيسية ذات التردد:

$$\omega = \left(E_2 - E_1\right)/\hbar. \qquad (27.8)$$

إذا كان مستوى الطاقة الأدنى E_1 مشغولاً يمكن أن تهيج الموجة النظام إلى مستوى أعلى E_2 وعلى الطاقة الكهرومغنطيسية أن تتناقص. يمكن أن نصف هذه العملية كـــ "امتصاص لفوتون واحد" لأن طاقة الحقل الكهرومغنطيسي تنقص بمقدار الحقل الكهرومغنطيسي. عندها تزداد الطاقة الكهرومغنطيسية بالقيمة E_2-E_1. تمثل هذه العملية "إصدار فوتون" بطاقة $\hbar\omega$. و إذا جرى تفعيل هذه العملية بموجة كهرومغنطيسية خارجية فإنها تدعى بـــ "الإصدار المحفز" من المهم أن لكلّ فوتون طاقةً وجهداً وقطبيةً تنطبق تماماً مع الموجة المحفزة من أجل الإصدار المحفز (stimulated emission).



الشكل 39.8: نظام ثنائي المستوى متفاعل مع الضوء

يمكن وصف كلتا العمليتين، الامتصاص والإصدار المحفز، بعبارة التأثير المتبادل مع موجة كهرومغنطيسية تقليدية. ويكون مدى هذه العمليات متناسباً مع شدة الموجة أو، وفق الجدول 1.2، متناسباً مع عدد الفوتونات $N_{q,b}$ لشعاع موجة q واستقطاب b. يمكن كتابة هذه المستويات كما يلي:

$$R_{abs} = B_{12} N_{q,b} n_1, \qquad (28.8)$$

$$R_{st.em} = B_{21} N_{q,b} n_2, \qquad (29.8)$$

حيث تمثل n_1 وn_2 عدد الجسيمات في النظام التي تشغل المستويين 1 و2 على التوالي ويمثل B_{12} وB_{21} المعاملات الحركية التي تصف هذه العمليات. سنتناول المعاني الفيزيائية لهذه المعاملات في المناقشة التالية:

ليست عمليتا الامتصاص والإصدار كافيتين لوصف الصورة الكاملة للتأثير المتبادل بين الإشعاع والمادة. وعلى سبيل المثال دعنا نطبق هاتين العمليتين من أجل شروط التوازن الحراري فقط حيث تكون نسبة إشغالية المستويين:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-(E_2 - E_1)/(k_B T)} = e^{-\hbar\omega/(k_B T)} \qquad (30.8)$$

(انظر الفقرة 3.6 وخاصة المعادلة (14.6)). باستخدام المعادلات (28.8) – (30.8) يمكننا أن نرى أن $R_{abs} \neq R_{st,em}$ عند أي درجة حرارة T. تتناقض هذه النتيجة مع التوازن المتوقع بين النظام والحقل. وبحسب نظرية أينشتاين هناك انتقال إشعاعي كمومي إضافي في النظام مع الإصدار التلقائي لفوتون من نفس النمط، وتكون نسبة هذه العملية هي:

$$R_{sp.em} = A_{21} n_2, \qquad (31.8)$$

حيث يمثل A_{21} معامل نسبة الإصدار التلقائي. ولا تعتمد العملية التلقائية على شدة الموجة الكهرومغنطيسية وتحدث حتى في غياب هذه الموجة. وبحسب الكهرحركية الكمومية يصدر النظام المادي المهيج تلقائياً فوتون بنتيجة التأثير المتبادل بين الإلكترونات

واهتزازات النقطة صفر للحقول الكهرومغنطيسية. جرى تقديم اهتزازات النقطة صفر للحقول الكهرومغنطيسية باختصار في الفقرة 3.3.

وبالتباين مع حالة الإصدار المحفز، يمتلك الفوتون الناتج من العملية التلقائية صفحة عشوائية. أضف إلى ذلك أن العملية تنتج فوتونات باتجاهات مختلفة لـــq والاستقطابات، ولكن الطاقة ثابتة. أي أنها تنتج فوتونات بأنماط مختلفة من نفس التردد.

يمكننا أن نطبق الآن نتائج المعادلات (28.8) - (31.8) على التوازن الحراري. يجب أن تكون النسبة الكلية لإصدار الفوتونات، تحت شرط التوازن، مساوية إلى نسبة امتصاص الفوتونات ولدينا بالتالي:

$$R_{abs} = R_{sp.em} + R_{st.em}. \tag{32.8}$$

وباستخدام صيغة بلانك في المعادلة (26.8) والنسبة n_2/n_1 في المعادلة (30.8) وباستبدال صيغ $R_{st.em}$ و $R_{sp.em}$ و R_{abs} في المعادلة (32.8) يمكننا أن نجد العلاقة:

$$B_{21} - A_{21} = \left(B_{12} - A_{21}\right)e^{\hbar\omega/(k_B T)}. \tag{33.8}$$

ولأن هذه العلاقة يجب أن تتحقق من أجل أي حرارة T، نحصل على المساواتين:

$$A_{21} = B_{21} = B_{12}. \tag{34.8}$$

وعليه نكون قد أوجدنا ثلاث عمليات أساسية للتأثير المتبادل المتجاوب للإشعاع مع المادة: الامتصاص والإصدار المحفز والإصدار التلقائي. وكذلك فقد وجدنا العلاقات بين المعاملات التي تحدد نسب هذه العمليات. ومن المفيد التأكيد أن كل العمليات الثلاث تتعلق بالتأثيرات المتبادلة مع الفوتونات من نفس النمط.

يعطي مجموع نسب الإصدار التلقائي والمحفز كما تحدد المعادلة (29.8) و(31.8) نسبة الإصدار الكلي من أجل نمط ثابت:

$$R_{em} = A_{21}\left(1 + N_{q,b}\right)n_2. \tag{35.8}$$

يمكننا من هذه المعادلة أن نرى أن الإصدار المحفز يهيمن على الإصدار التلقائي من أجل نمط ثابت {q, b} إذا كان عدد الفوتونات $N_{q,b}$ أكبر بما يكفي من 1. وعلى كل حال، هناك إصدار تلقائي بعدد كبير من الأنماط الأخرى بنفس التردد، ولكن مع اتجاهات مختلفة لـــq واستقطابات مختلفة b. يمكن أن يكون هذا الإصدار التلقائي الكلي العملية الأشعاعية المهيمنة حتى وإن كان الإصدار المحفز أكبر عملية من أجل نمط خاص.

لنقارن الآن الإصدار المحفز والامتصاص بحساب نسبة زيادة عدد الفوتونات في بعض الأنماط المحددة:

وعندما: (36.8)

$$\left(\frac{dN_{q,b}}{dt}\right)_{st} \equiv R \equiv R_{st.em} - R_{abs} = B_{21}N_{q,b}(n_2 - n_1). \qquad (36.8)$$

$$n_2 - n_1 > 0, \qquad (37.8)$$

تظهر النتيجة (36.8) أن تحقق (37.8) يؤدي إلى هيمنة الإصدار المحفز على الامتصاص. وبديهي أن العكس صحيح في الحالة المعاكسة.

إن المتراحجة (37.8) تمثل "شرط عكس الإشغالية" وإذا تحقق هذا الشرط يمكن تضخيم الأمواج الكهرومغنطيسية بتردد التجاوب عند المرور عبر الوسط المادي. إن عملية تضخيم الإشعاع بفضل عكس الإشغالية يمثل الآلية الأساسية التي تمهد لهمل الليزر (تضخيم الضوء بالإصدار المحفز للإشعاع). غالباً ما يدعى الوسط حيث يحدث عكس الإشغالية "وسطاً فعّالاً".

تصف المعادلة (37.8) في الواقع زيادة/انخفاض في عدد الفوتونات مع الزمن يمكن وصف تضخيم/امتصاص أمواج الضوء كزيادة/انخفاض شدتها مع إحداثية المكان على طول اتجاه انتشارها. جرى تقديم العلاقة بين أعداد الفوتونات وشدات أمواج الضوء في الفقرة 4.2 (انظر أيضاً الجدول 1.2) يمكن اشتقاق المعادلة الموافقة للشدة بسهولة من المعادلة (36.8)، إذا درسنا نبضة ضوء تنتشر عبر الوسط. لتكن القيمة العظمى لعدد

الفوتونات لهذه النبضة محددة بالإحداثية x(t). عندها يمكن حساب المشتق بالنسبة إلى الزمن في المعادلة (36.8) كما يلي:

$$\frac{d}{dt}=\frac{dx}{dt}\frac{d}{dx}=c_m\frac{d}{dx},$$

حيث تمثل c_m سرعة الضوء في الوسط. وعوضاً عن عدد الفوتونات $N_{q,b}$، نقدم شدة الضوء $c_m\hbar\omega N_{q,b}/v=I$ حيث v حجم الوسط. يمكننا إعادة كتابة المعادلة (36.8) بالصيغة:

$$\frac{dI}{dx}=\alpha I. \qquad (38.8)$$

مع

$$\alpha=\frac{1}{c_m}B_{21}N_{q,b}\left(n_2-n_1\right)$$

تمثل α معامل الربح. وحل المعادلة (38.8) هو:

$$I=I_0e^{\alpha x},$$

حيث تمثل I_0 قيمة الشدة عند x = 0 وهكذا يحدد معامل الربح α زيادة التابع الأسي لشدة الضوء. تحت عكس الإشغالية. وعندما يكون α < 0 يحدث امتصاص الضوء بدلاً من تضخميه.

يمكن استخدام وسط مع عكس الإشغالية بطريقتين: الأولى، يمكن أن يضخم وسط فعّال شعاع الضوء خارجي بما يتوافق مع الارتباط المدروس I(x). الثانية، يمكن أن يولد وسط فعال شعاع ضوء، شريطة وجود تغذية عكسية ضوئية مناسبة. تشير ظاهرة التغذية العكسية الضوئية بأن جزءاً من طاقة الضوء المضخمة في الوسط الفعال يعاد إلى الوسط للتضخيم مجدداً. يولد الإصدار التلقائي للفوتونات الابتدائية في وسط فعال مع تغذية عكسية ضوئية. هذه الفوتونات "البذرة" تضخم بفضل الإصدار المحفز وتعود جزئياً للتضخم من جديد. تقود هذه العملية بالمجمل إلى توليد ضوء ليزر متجانس.

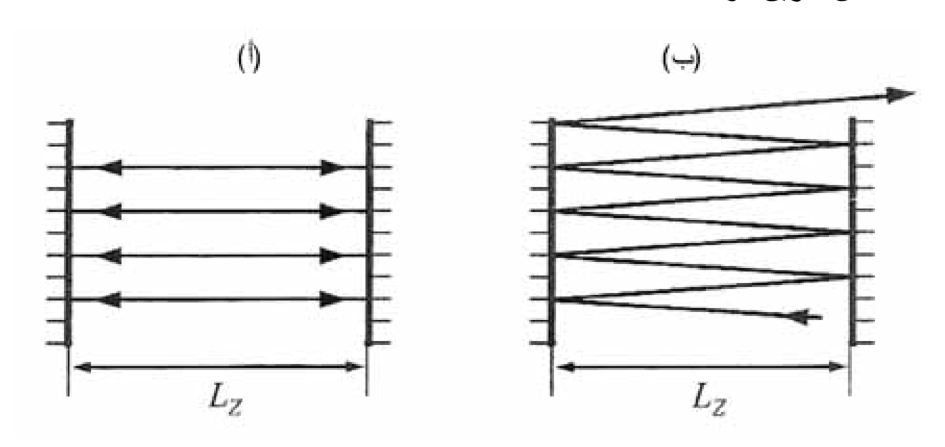
تتحقق التغذية العكسية الضوئية بوضع الوسط الفعال في مهتز ضوئي. يتألف المهتز في أبسط حالة من مرايا مستوية ومنحنية التي تعطي انعكاسات متكررة ونوعاً من "مصيدة" للضوء – حجرة– في المنطقة بين المرايا. تؤلف الأمواج الضوئية التي يمكن حبسها في الحجرة "أنماط المهتز". يتميز نمط المهتز "بعامل النوعية" Q الذي يمكن تعريفه بالعلاقة:

$$Q = \omega \times \frac{\text{طاقة الحقل المخزنة في الحجرة}}{\text{الاستطاعة المبددة في المهتز}} \qquad (39.8)$$

تسبب عدة عوامل تبدد الطاقة الكهرومغنطيسية وهي : امتصاص المرايا أو المادة داخل الحجرة، ونقل الضوء عبر المرايا وتبعثر الضوء والإشعاع خارج المهتز كنتيجة لانعراج الضوء ...الخ. يمكن للاستطاعة المبددة وعامل النوعية أن تختلف من أجل الأنماط المختلفة.

مبدئياً، هناك عدد كبير من الأنماط بترددات واستقطابات مختلفة وكل اتجاهات الانتشار الممكنة. يقود تحريض أنماط عديدة إلى ضوء صادر غير متجانس مطلقاً. ولتجنب هذا الأثر يمكننا استخدام ما يدعى بـــ "المهتزات الضوئية المفتوحة" يتألف المهتز المفتوح الأبسط من مرآتين مستويتين متوازيتين منتهيتين في أبعادها العرضانية. يظهر الشكل 40.8 مثالاً لما يدعى معيار فابري–بيرو Fabry–Perot. في هذا المهتز يضيع معظم الأنماط المنتشرة عبر الحجرة في اتجاه عرضاني واحد من الحجرة لأن المرآتين مائلتان بالنسبة إلى اتجاهات انتشار الأنماط. يؤدي هذا إلى أن معظم الأنماط، المدعوة بالأنماط العرضانية، تمتلك عامل نوعية منخفض جداً. يمكن للأمواج المنتشرة بشكل عمودي على المرآتين أن تنعكس وتسير من مرآة إلى أخرى بدون أن تهرب من الحجرة. توافق هذه الأمواج إلى ما يسمى "الأنماط الطولانية" للمهتز. وبالتالي فإن أنماط الأمواج الطولانية فقط تمتلك عامل نوعية عالياً من أجل أبعاد منتهية للمرآتين. ويعود انكسارها وخسارتها إلى امتصاص المرايا والإرسال عبر المرآة وبانكسار الأمواج عند أطراف المرايا. يمكن أن نجعل خسارات انكسار الأمواج أصغر بكثير من الخسارة التي تسببها آليات أخرى.

وعليه يؤمن المهتز المفتوح تمييزاً قوياً بين الأنماط. إن جزءاً يسيراً من هذه الأنماط فقط يمتلك عامل نوعية عالياً. وبحسب تعريف المعادلة (39.8) فهي قادرة على مراكمة طاقة الضوء. يمكن توليد الفوتونات الموافقة لهذه الأنماط العالية النوعية بشكل فعال عن طريق الوسط الفعال.



الشكل 40.8: الأنماط الطولانية والعرضانية في مهتز فابري–بيرو المستوي. (أ) الأنماط الطولانية. أشعة الضوء العمودية تماماً لا تهرب من المهتز. (ب) الأنماط العرضانية. أشعة الضوء المائلة قليلاً تهرب في النهاية من المهتز وتملك عوامل نوعية منخفضة

ننهي عند هذا الحد مناقشتنا للنموذج البسيط الثنائي البعد للوسط الضوئي، ونبدأ دراسة أنظمة أكثر واقعية.

الامتصاص والإصدار بين الحزم في أنصاف النواقل

تشكل أنصاف النواقل نظاماً مادياً يمكن استخدامه عملياً لتحقيق إصدار ضوء متحكم به. وعليه سندرس آليات امتصاص وإصدار الفوتونات في أنصاف النواقل. وتمثل انتقالات الضوء بين الحزم (حزمة إلى حزمة) أهم هذه الآليات.

يمكن أن يؤدي امتصاص فوتون إلى توليد إلكترونات في حزمة النقل وثقب في حزمة التكافؤ، أي زوج إلكترون–ثقب. وتدعى العملية المعاكسة إعادة الارتباط الإشعاعي إلكترون–ثقب وتؤدي إلى إصدار فوتون (انظر الشكل 42.8).

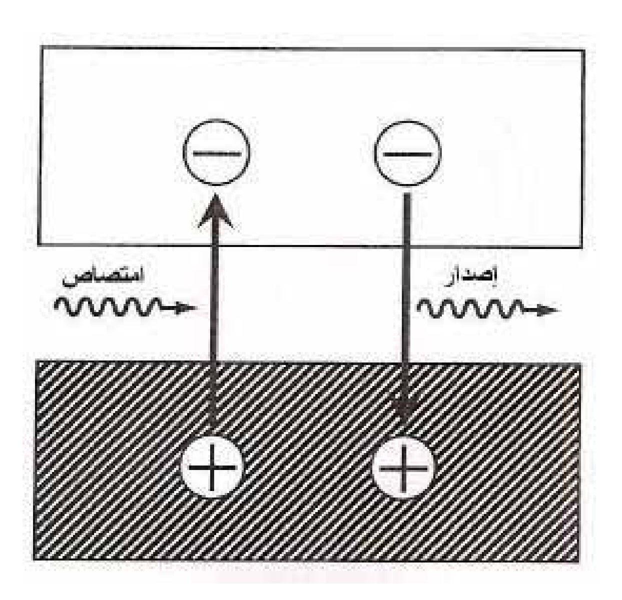
يوضح الشكل 42.8 ارتباط عامل الامتصاص بطاقة الفوتون وطول الموجة لأنصاف نواقل مختلفة. يمكننا أن نرى من الشكل 42.8 أن الامتصاص يزداد بشدة في منطقة أطوال الموجة القصوى. ليكن E_g فجوة حزمة نصف الناقل، عندها تكون المادة شفافة تقريباً من أجل $E_g > \hbar\omega$. ويبدي نصف الناقل، من أجل $E_g < \hbar\omega$ امتصاصاً قوياً، وتوافق الحالة $E_g = \hbar\omega$ "حافة الامتصاص". يعتمد شكل حالة الامتصاص على بنية حزم الإلكترونات إلى حد كبير. تذكر بأننا وجدنا في الفقرة 4.4 أنصاف النواقل ذات فجوة الحزم المباشرة وغير المباشرة.

تمتلك أنصاف النواقل ذات فجوة الحزم المباشرة مثل GaAs حافة امتصاص أكثر حدة وقيمة امتصاص أكبر مما تمتلك المواد ذات فجوة الحزم غير المباشرة مثل Si. يمكن أن نعرف ما يدعى "طول موجة فجوة الحزم" أو "طول موجة القطع" $\lambda_g = \frac{2\pi c\hbar}{E_g}$. إذا كان E_g معطى بـــ eV، يكون طول الموجة بالميكرومتر.

$$\lambda_g = \frac{1.24}{E_g}. \qquad (40.8)$$

تكون قيم E_gو λ_g من أجل مواد نصف ناقلة III–V ظاهرة من المنحنيات المرسومة في الشكل 42.8. يمكننا رؤية أن الانتقالات بين الحزم في مركبات III–V تغطي مدىً واسعاً من الأطياف تحت الحمراء إلى المرئية.

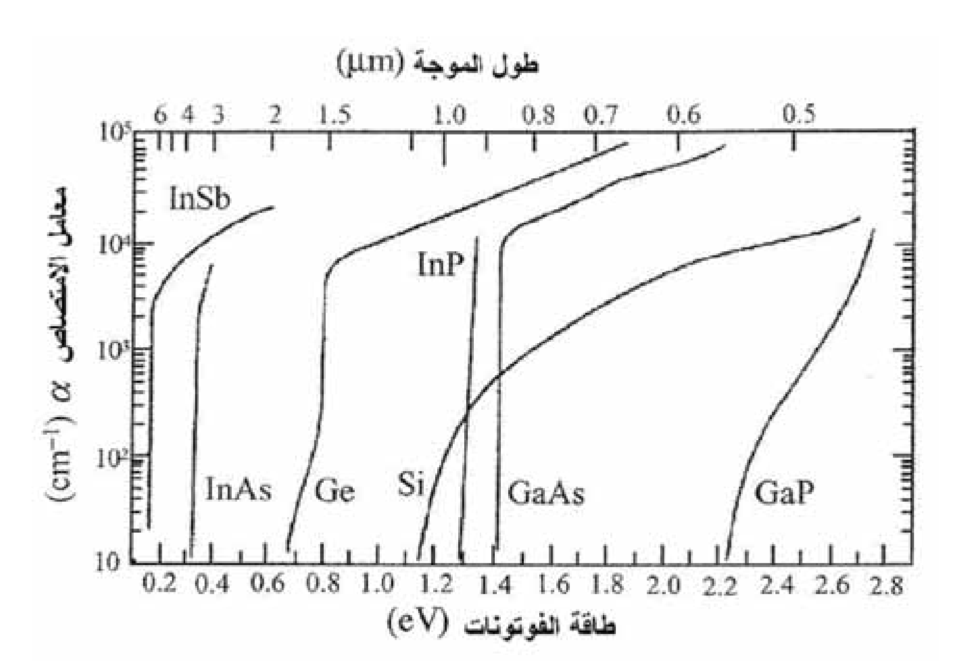
إن الفعالية الضوئية في هذه المنطقة الطيفية أساسية لتطبيقات الإلكترونيات الضوئية من هذه المواد.



الشكل 41.8: امتصاص وإصدار الفوتونات في نصف ناقل: انتقالات حزمة إلى حزمة

يحرض الفوتون الممتص خلال الانتقال بين الحزم إلكتروناً من حزمة التكافؤ إلى حزمة النقل، أي يولد زوجاً إلكترون–ثقب، كما يبيّن الشكل 43.8 (أ). يشار إلى العملية العكسية –الانتقال الضوئي لإلكترون من حزمة النقل إلى حزمة التكافؤ– بإعادة الارتباط الإشعاعي (الفضاء) لإلكترون وثقب، وهو ما يبيّنه الشكل 43.8 (ب) و43.8 (ج). وبحسب الخواص العامة للانتقالات الضوئية المدروسة في بداية الفقرة 6.8 يوجد عمليتان: الإصدار التلقائي والمحفز، كما توضح الحالتان (ب) و(ج) على التوالي في الشكل 43.8.

يوضح التحليل السابق أنه يجب تقديم إلكترونات وثقوب غير متوازنة من أجل الحصول على إصدار شديد بين الحزم. أضف إلى ذلك، توافق التراكيز الكبيرة لكل من الإلكترونات والثقوب في نفس المنطقة الكافية إلى عكس الإشغالية اللازم لإصدار المحفز. في الحقيقة، يعني وجود الثقوب حالات إلكترونات "فارغة" في حزمة التكافؤ بحسب الفقرة 4.4. هذا يفسر ظهور قلب الإشغالية بين حزمتي النقل والتكافؤ تحت شروط تراكيز إلكترونات وثقوب كبيرة.



الشكل 42.8: معامل الامتصاص بدلالة طاقة الفوتون وطول الموجة من أجل الانتقالات الضوئية بين الحزم في أنصاف نواقل مختلفة

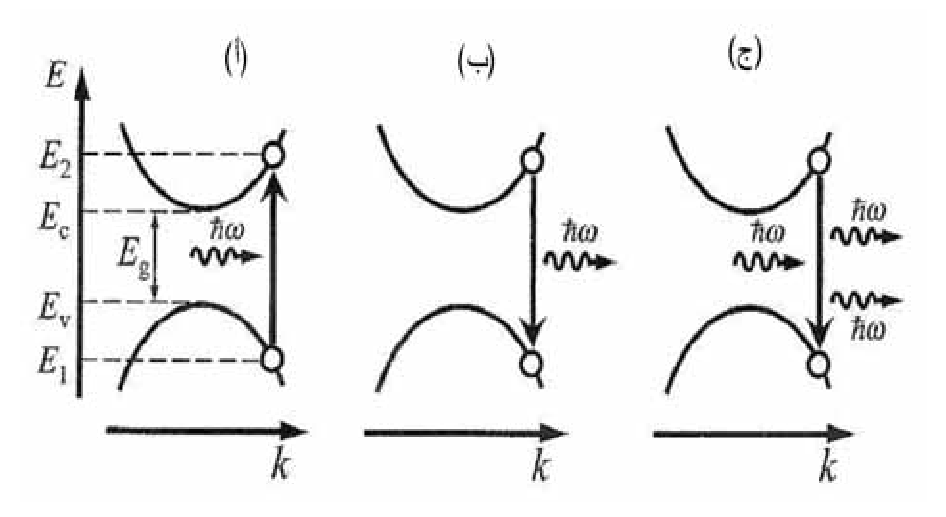
عن: G. E. Stillman [et al.], "III-V Compound Semiconductor Devices: Optical Detectors," ***IEEE Transactions on Electron Devices*****: ED-31 (1984), pp. 1643-1655 © IEEE**

وعلى كل حال، تتراخى حوامل عدم التوازن بسرعة بفضل آليات ارتخاء بين الحزم. عندما تكون تراكيز الإلكترونات والثقوب غير متوازنة بشكل كبير يكون زمن الحياة المميز لهذه الحوامل الزائدة صغيراً. ولتوصيف ثقوب وإلكترونات عدم التوازن نقدم كثافة نسبة الضخ (التهيج) Rpump التي تمثل عدد أزواج إلكترون- ثقب المهيجة من أجل واحدة الحجوم في واحدة الزمن. وعندما تكون آلية الإشعاع هي تلاشي أزواج إلكترون–ثقب، يمكننا أن نكتب:

$$R_{pump} = Bn^2 = \frac{n}{\tau_R(n)}, \qquad (41.8)$$

حيث يمثل n تركيز أزواج إلكترون–ثقب و B معاملاً و $\tau = 1/Bn$ زمن حياة الإشعاع. ويكون هذا الزمن أقل من 10 ns من أجل التراكيز من رتبة 10^{13} cm^{-3} التي نجدها عملياً وهي ضرورية لتحقيق عكس الإشغالية المطلوب، ولتحقيق شروط التراخي، وتكون نسبة الضخ R_{pump} اللازمة لإعطاء تراكيز كهذا مقدرة بالصيغة:

$$R_{pump} \geq 10^{26} cm^{-3} s^{-1}. \qquad (42.8)$$



الشكل 43.8: (أ) يعطي امتصاص الفوتون تحريض زوج إلكترون– ثقب. (ب) إصدار تلقائي يمكن تفسيره كإعادة ارتباط إلكترون– ثقب. (ج) إصدار محفز

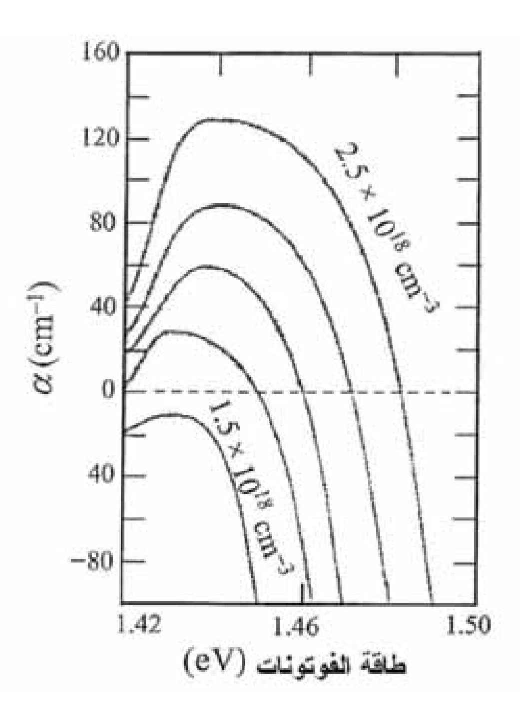
للحصول على فكرة عن شدة الضخ، يمكننا تنفيذ الحسابات التالية. لنفرض أن فجوة الحزمة E_g يساوي 1 eV، عندها تكون نسبة الضخ في المعادلة (42.8) التي توافق كثافة "استطاعة الضخ" في المثال السابق القيمة $E_g\ R_{pump} \geq 16\, MW\, cm^{-3}$. وهذه استطاعة ضخ هائلة.

سنقوم الآن بدراسة خاصة طيفية هامة لتضخيم الضوء في المواد النصف ناقلة. كانت انتقالات الضوء وتضخيم امتصاص الضوء ممكنة في حالة النموذج الثنائي المستوى المدروس سابقاً، فقط عند طاقة فوتونات ثابتة $E_2 - E_1 = \hbar\omega$. وهذا يؤدي إلى أن التضخيم والامتصاص يحدث في مجال طيفي ضيق جداً قرب القيمة $(E_2 - E_1)/\hbar$.

وعلى العكس، فإن المجال الذي يكون فيه التضخيم والامتصاص ممكناً في أنصاف النواقل/محدود من الأسفل $E_g/\hbar < \omega$. وينتج من هذا حزمة طيفية واسعة للفعالية الضوئية. نظهر في الشكل 44.8 العلاقات الطيفية لمعامل الربح/الخسارة من أجل GaAs من أجل تراكيز مختلفة إلكترون–ثقب في درجة حرارة الغرفة. ينطبق الحد الأيسر من هذه الارتباطات تقريباً مع قيمة فجوة الحزم 1.48 eV. يصبح المجال الطيفي حيث يكون عامل الربح α موجباً أعرض، وتتحرك القيمة العظمى إلى طاقات فوتونات أكبر مع تزايد تركيز إلكترون–ثقب لأن عدد الحالات المشغولة عكسياً يزيد مع التركيز. يمكننا التضخيم في مجال طيفي واسع من بناء ليزر مع ضبط معتبر للتردد.

يمكن تطبيق الطريقتين التاليتين لتوليد تراكيز حوامل كبيرة في عدم التوازن. الطريقة الأولى هي "التهيج الضوئي" أو "الضخ" حيث يجري امتصاص الضوء الخارجي غير المتجانس غالباً وذي طاقة فوتونات أكبر من فجوة الحزم، ويولد أزواج إلكترون–ثقب غير متوازنة. ثم تسعى الإلكترونات والثقوب إلى أسفل حزمة النقل وأعلى حزمة التكافؤ على التوالي، حيث تجرى مراكمتها. ويحدث ذلك بسبب الزمن القصير الموافق للارتخاء بين الحزم. إذا كانت نسبة الضخ الضوئي كبيرة بما فيه الكفاية يمكن الوصول إلى المستوى اللازم للإصدار بين الحزم. يمكن بشكل خاص تحريض القلب بين الحزم، ويصبح تضخيم الضوء وتوليد الليزر ممكناً.

يوافق الضخ الضوئي (photopumping) تحويل نوع واحد من الإشعاع، ليس بالضرورة متجانساً، إلى إشعاع متجانس مع تردد فوتونات أخفض. نستخدم الضخ الضوئي عندما يكون ضخ التيار الكهربائي إما غير ممكن أو غير فعال. تستخدم طريقة الضخ غالباً لاختبار نماذج بنى الليزر قبل تصميم نظام ضخ التيار.



الشكل 44.8: عامل التضخيم بدلالة طاقة الفوتونات في مضخم الضوء من أجل خمسة تراكيز حوامل مختلفة. درجة الحرارة 300K. تعطى النتائج من أجل خمس قيم للتركيز بخطوات متساوية قيمتها

عن: J. Singh, *Semiconductor Devices: An Introduction* (New York: McGraw Hill, 1994), fig. (11.16).

ديودات الليزر

يمكن تطبيق طريقة أنسب لتحقيق الإصدار بين الحزم وهي حقن الإلكترونات والثقوب في الأدوات ذات وصلات p–n. وقد جرت دراسة فيزياء وصلة في الفقرة السابقة. وقد وجدنا عندها أنه من الممكن، تحت الانحياز الأمامي لوصلة p–n حقن الإلكترونات من الجزء n للوصلة والثقوب من الجزء p للوصلة إلى نفس المنطقة المكانية. يعطي هذا الحقن المضاعف تراكيز إلكترونات وثقوب غير مستقرة بشكل كبير، غالباً ما يكون الجزآن n وp مفصولين في منطق ذاتية غير مشابهة i. تدعى البنية الموافقة أداة p–i–n.

نظهر في الشكل 45.8 حالة الانحياز الأمامي لبنية p–i–n (وهو ما يدعى بشرط الحزمة المتساوية) عندما لا يوجد حواجز كمون للإلكترونات والثقوب ويتحقق أكبر حقن ممكن إلى المنطقة i. يعطي الحقن المضاعف الإصدار الشديد للضوء في حالة أنصاف النواقل ذات فجوة الحزم المباشرة.

من السهل أن نحسب التيارات الكهربائية اللازمة للحصول على تراكيز حوامل معطى تحت الحقن المضاعف. نعرف "المنطقة الفعالة" حيث يتواجد كل من الإلكترونات والثقوب غير المستقرة. في حالة بنية p–i–n تطابق المنطقة الفعالة مع المنطقة i. ليكن طول هذه المنطقة l نقدم مساحة المقطع A الذي يجري خلاله حقن التيار I إلى منطقة p–n من الديود. عندها يمكن أن نعبر عن نسبة حقن الإلكترونات والثقوب إلى واحدة الحجم في واحدة الزمن عند حالة الاستقرار بالصيغة:

$$R = \frac{I}{eAl} = \frac{J}{el}, \qquad (43.8)$$

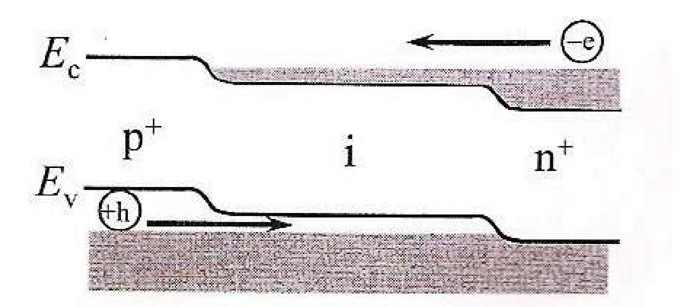
حيث يمثل J=I/A كثافة التيار الحقن، يقود الحقن إلى مراكمة الأزواج إلكترون–ثقب غير المستقرة مع التركيز:

$$n = \tau R = \frac{\tau}{el} J, \qquad (44.8)$$

حيث يمثل τ زمن الحياة الكلي للأزواج غير المستقرة في المنطقة الفعالة. وتكون المنطقة الفعالة ضيقة بسبب أزمنة حياة الثقوب والإلكترونات القصير بشكل عام. يقدر طول المنطقة الفعالة من 1 μm إلى 3 μm من أجل GaAs تبعاً لدرجة الحرارة ونوعية البلورة ...إلخ. يمكننا الآن أن نستخدم المعادلة (43.8) لحساب كثافة التيار اللازمة لتحقيق نسبة ضخ المعادلة (42.8): $J \approx (1.6-4.8)\times 10^{3}\, Am^{-2}$. وتكون كثافات التيار كبيرة جداً.

تشير هذه التقديرات إلى وجوب أن يكون المقطع للديودات المصدرة الحقيقية صغيراً جداً لتعمل بمستويات تيار مقبولة.

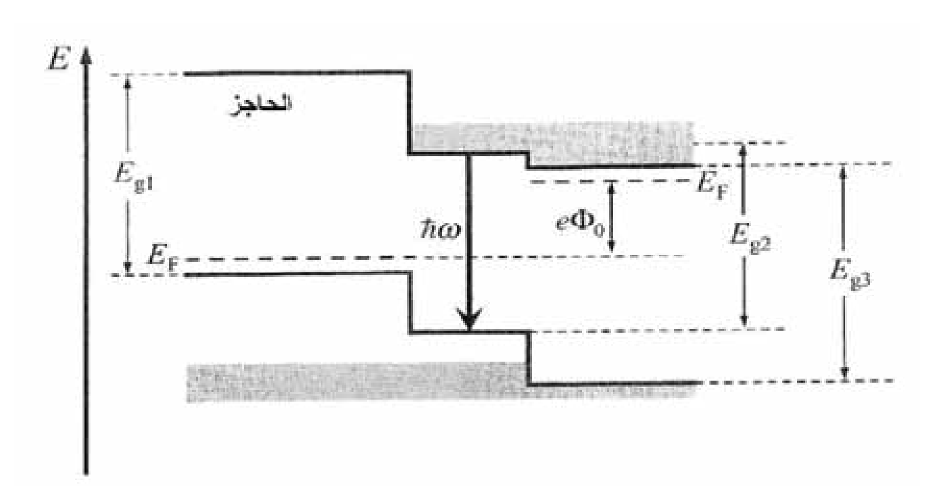
ينتج من المعادلتين (43.8) و(44.8) أن هنالك طريقة ممكنة أخرى لتخفيض تيار الضخ الكهربائي وهي أن نخفض سماكة المنطقة الفعالة l. إن السماكة أحد العوامل الهامة لضخ الحقن للأدوات المصدرة للضوء. في الحقيقة، وكما يفهم من المناقشة السابقة والشكل 45.8، يؤدي تركيز الحوامل الزائد في المنطقة الفعالة إلى انتشار الحوامل خارج هذه المنطقة: تنتشر الإلكترونات عبر المنطقة الفعالة إلى الجزء p من الأداة في حين تنتشر الثقوب إلى الجزء n. ويكون "التسريب الانتشاري" للحوامل محدوداً بزمن حياتها المنتهي (n) τ بصورة عامة. وجدنا في الفقرة 2.6 أنه من أجل عامل انتشار معطى D يمكن تقدير طول الانتشار خلال الزمن τ بالعلاقة $L_D = \sqrt{D\tau}$. في الحالة المدروسة يمثل τ زمن حياة الحوامل الزائدة ويوافق الطول L_D المسافة الوسطى لنقل الإلكترون (الثقب) قبل إعادة الارتباط. وتقوم الحوامل الأقلية (الإلكترونات في الجزء p والثقوب في الجزء n) بإعادة الارتباط فوراً مع الحوامل الأكثرية (الثقوب في الجزء p والإلكترونات في الجزء n)، وبالتالي لا يمكن أن يكون عرض المنطقة ذات تركيز الحوامل الزائد أقل من طول الانتشار L_D، أي إن $d > L_D$. وبما أن طول الانتشار للإلكترونات والثقوب في المواد ذات فجوة الحزم المباشرة من رتبة بضعة ميكرمترات، لا يمكن أن نجعل المنطقة الفعالة أقصر من بضعة ميكرومترات. ويكون هذا الاستنتاج صالحاً من أجل أنصاف النواقل ذات البنى المتجانسة (شبه الصرفة). تفتح تقانات البنى المتباينة الطريق أمام حلول مختلفة لهذه المشكلة.



الشكل 45.8: الحقن المضاعف للإلكترونات والثقوب الذي يقود إلى تشكل قلب الإشغالية بين الحزم في المنطقة الفعالة

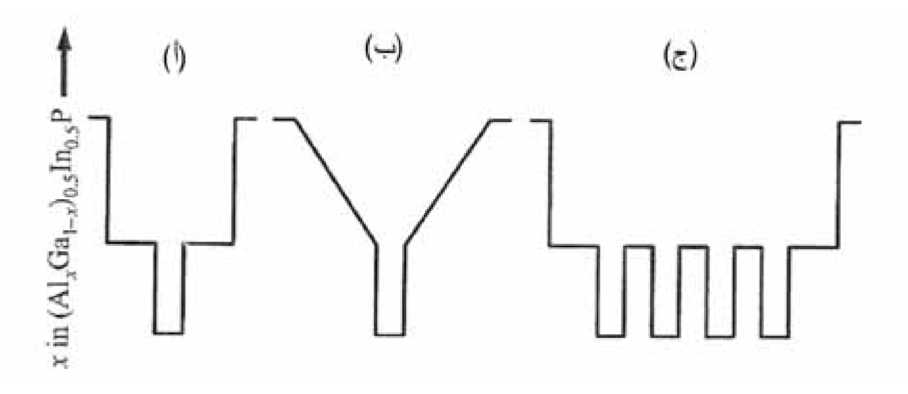
وكي نركز الإلكترونات والثقوب غير المستقرة في منطقة فعّالة أصغر يمكننا استخدام وصلتين متباينتين، وتتمثل الفكرة الأساسية لاستخدام بنية متباينة مضاعفة في تصميم حواجز كمونية على جانبي الوصلة p–n، وهذا يمنع الإلكترون والثقوب من الانتشار. يظهر الشكل 46.8 منحني الكمون لبنية متباينة مضاعفة. تتألف البنية المتباينة من ثلاث مواد بفجوة حزم E_{g1} وE_{g2} وE_{g3}. يجري اختيار الانزياحات بشكل ملائم لتصميم بنية مع حاجز الإلكترونات في الجزء الأيسر للبنية قبل المنطقة p وحاجز للثقوب في الجزء الأيمن قبل المنطقة n.

وتكون المنطقة الوسطى i ذات فجوة حزم E_{g2} متاحة لدخول كلا النوعين من الحوامل وتعمل كالمنطقة الفعالة. يوافق الشكل 46.8 إلى حالة شرط الحزمة المستوية من وصلة p–n مع بنية متباينة مضاعفة مضمنة في منطقة النضوب. في هذه الحالة، ليس طول الانتشار بل المسافة بين الحواجز من يحدد حجم المنطقة الفعالة، وبالنتيجة يمكن أن يكون الحجم صغيراً من رتبة 0.1 μm والتيار الكهربائي الحرج أصغر بعشر مرات أو أكثر مقارنة بتيار وصلة p–n ذات البنية المتباينة المعروفة.



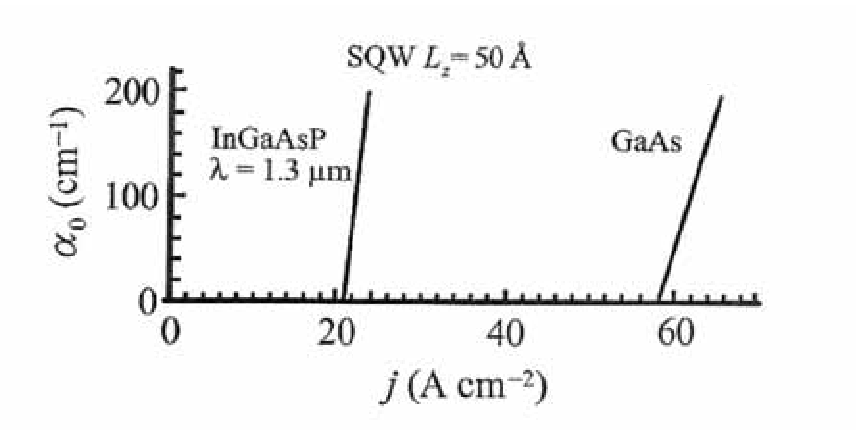
الشكل 46.8: مخطط طاقة الحزم لبنية متباينة مضاعفة لتوليد تضخيم الضوء. يحرض الجهد المطبق Φ_0 شروط الحزم المستوية. تمثل E_{g1} وE_{g2} وE_{g3} فجوات الحزم في مناطق البنية المختلفة. نرمز إلى حالات الطاقة المملوءة بالإلكترونات بالمساحات المظللة. وعليه هنالك إلكترونات في حزمة النقل وثقوب (حالات شاغرة) في حزمة النقل

إذا نقصت سماكة البنية المتباينة المضاعفة أكثر يصبح تأثير الآثار الكمومية في حركة الحوامل أهم. ولا تؤدي الآثار الكمومية للبنية الظاهرة في الشكل 46.8 إلى أي مزية، لأن المزايا يمكن الحصول عليها إذا جرى تصميم البنى المتباينة بحيث يطبق الانحباس الكمومي على كل من الإلكترونات والثقوب. يمكن تحقيق أبسط حالة للانحباس الكمومي إذا جرى تضمين طبقة بئر كمومي في منطقة فعالة من بنية متباينة من نوع I. يظهر الشكل 47.8 ثلاثة تصاميم ممكنة لمناطق فعالة تبدي انحباساً كمومياً. توافق الحالتان (أ) و(ب) الانحباس الناتج في بئر كمومي واحد في حين أن الحالة (ج) توافق الانحباس في آبار كمومية متعددة. ومن أجل هذه التصاميم تتحرك الإلكترونات والثقوب التي تتولد بالضوء الخارجي أو تحقن من المنطقتين n وp في طبقات الحواجز، ثم تلتقط في المنطقة الفعالة والآبار الكمومية، ويكون الزمن المميز لهذا الإمساك أقل من 1 ps. تتطلب عمليات الهروب طاقة إضافية، ولها احتمالات حدوث صغيرة نسبياً تؤول الحوامل في الآبار الكمومية إلى أخفض حالات طاقة متاحة. ينتج من هذا مراكمة كلا النوعين من الحوامل في منطقة فعالة ضيقة جداً وعرضها 100 Å وربما أقل. يمكن تحقيق حالة مشابهة إذا جرى تضمين الأسلاك أو النقاط الكمومية في المنطقة الفعالة.



الشكل 47.8: منحنيات التركيب للبنى المتباينة $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ التي تعطي الانحباس الكمومي للحوامل والانحباس الضوئي في نفس الوقت: (أ) بئر كمومي وحيد وبنية متباينة ذات دليل انكسار على شكل درجة. (ب) بئر كمومي واحد وبنية انحباس ضوئي ذات دليل متدرج. (ج) بئر كمومي مضاعف وبنية ذات دليل انكسار على شكل درجة

عن: **P. S. Zory, Jr., *Quantum Well Lasers* (Boston, MA: Academic 1993).**



الشكل 48.8: عامل التضخيم α_0 كتابع لكثافة تيار الضخ من أجل InGaAsP مفرد وآبار كمومية GaAs بعرض 50Å

عن: **P. S. Zory, Jr., *Quantum Well Lasers* (Boston, MA: Academic 1993).**

يظهر الشكل 48.8 أثراً إيجابياً لانحباس الإلكترونات في الآبار الكمومية. يقدم الشكل ناتج عامل الربح α_0 كتابع لكثافة التيار J وذلك من أجل نظامين ماديين: بنى متباينة InGaAsP/InP وAlGaAs/GaAs, يمكن أن نرى أن عامل الربح يزداد دائماً مع التيار. يمكن تعريف التيار الذي يصبح من أجله α_0 موجباً أي يحدث قلب للإشغالية كتيار العتبة. يظهر عامل الربح من أجل بنى متباينة ذات آبار كمومية بعرض 50Å. لهذا النظام قيم منخفضة من تيارات العتبة من أجل كلتا البنيتين المتباينتين: 20 A cm^{-2} و60 A cm^{-2} من أجل InGaAsP/InP وAlGaAs/GaAs على التوالي.

تتزايد منحنيات α_0(J) بشدة من أجل كثافة تيار أكبر من العتبة، وذلك في كلا النظامين الماديين. وكما سبق وناقشنا يمكن تحقيق الأثر الليزري إذا جرى تزويد المضخم الضوئي بطرق تغذية عكسية ضوئية. وفي ليزر الحقن يجري الحصول على التغذية العكسية بشق مستويات البلورة ناظمياً على مستوى الوصلة p–n. يبيّن الشكل 49.8 أداة ذات سطحين مشقوقين يشكلان مجاوب ضوئي. نعرف عامل الانعكاس للضوء المنعكس من حدود البلورة, $r = \frac{I_r}{I_{in}}$

حيث يمثل I_{in} و I_r شدة الضوء الوارد والمنعكس على التوالي، ويكون عامل الانعكاس لحد هواء– نصف ناقل هو:

$$r=\left(\frac{n_{ri}-1}{n_{ri}+1}\right)^2,$$

حيث يمثل n_{ri} دليل الانكسار للمادة النصف الناقلة. وبما أن لأنصاف النواقل دلائل انكسار كبيرة تكون العوامل r كبيرة بما يكفي، وتكون كثافة الضوء المرسل عبر هذه المرآة:

$$I_{out}=(1-r)I_{in}.$$

ليكن سطحان مشقوقان مميزان بعاملين r_1 و r_2. تتخامد شدة الضوء بعد مرورين في الأداة بالعامل $r_1 \times r_2$.

يمكننا تعريف عامل إجمالي موزع للخسارة الضوئية:

$$\alpha_r \equiv \frac{1}{2L_x} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right).$$

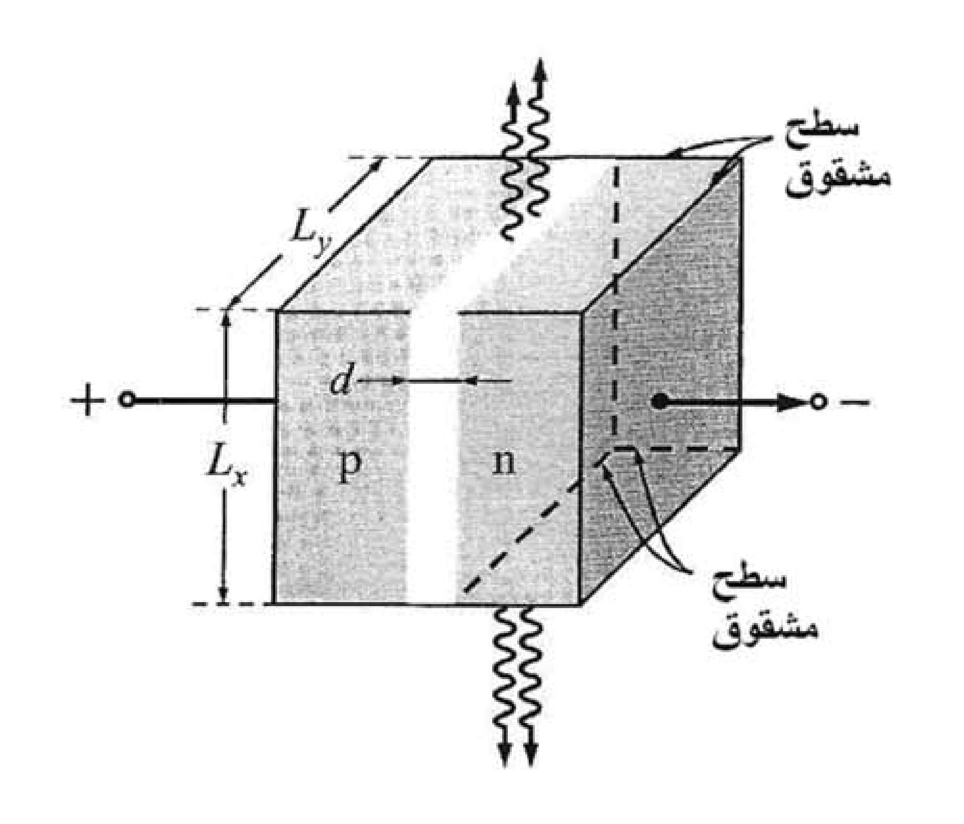
يمثل L_x المسافة بين السطحين المشقوقين. يمكن أن يوجد من حيث المبدأ مصادر أخرى للخسارة في المجاوب. لتكن هذه المصادر مميزة بعامل الامتصاص α_s، عندها يكون عامل الخسارة الكلي معطىً:

$$\alpha_{threshold}=\alpha_r+\alpha_s.$$

إذا كان عامل الربح α لنمط ضوء ما في هذا المجاوب يمكننا أن نكتب شرط الاهتزازات الليزرية كما يلي:

$$\alpha \geq \alpha_{threshold}=\alpha_r+\alpha_s. \qquad (45.8)$$

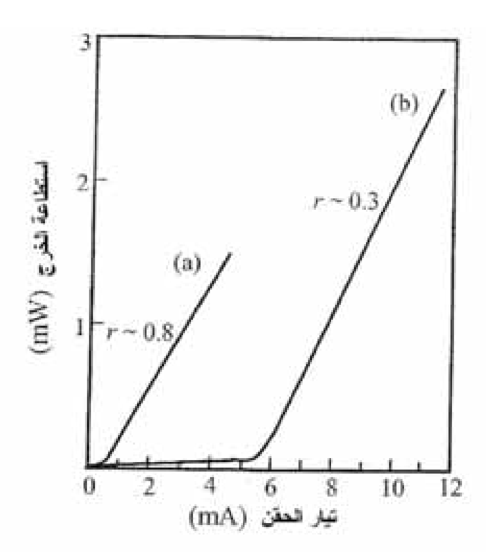
تمثل المعادلة (45.8) شرطاً على طويلة كثافة تيار الحقن من أجل ليزرات الحقن.



الشكل 49.8: مخطط ليزر حقن مع وجهين مشقوقين يتصرفان كعاكسين

عن: **Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich**, ***Fundamentals of Photonics*** **(New York: Wiley, 1991).**

وللحصول على فكرة حول مقدار الخسارات الضوئية في ديودات الليزر، سندرس مثالاً، يمكن تقدير دليل الانكسار الاعتيادي لضوء مرئي في جوار المجالات تحت الحمراء بالقيم: $n_{ri} \approx 3.2 - 3.5$، وبالتالي يكون عامل الانعكاس $r \approx 0.3$.



الشكل 50.8: خرج الليزر بدلالة تيار الضخ من أجل ليزر GaAs ذي بئر كمومي وحيد

عن: **Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich**, ***Fundamentals of Photonics*** **(New York: Wiley, 1991).**

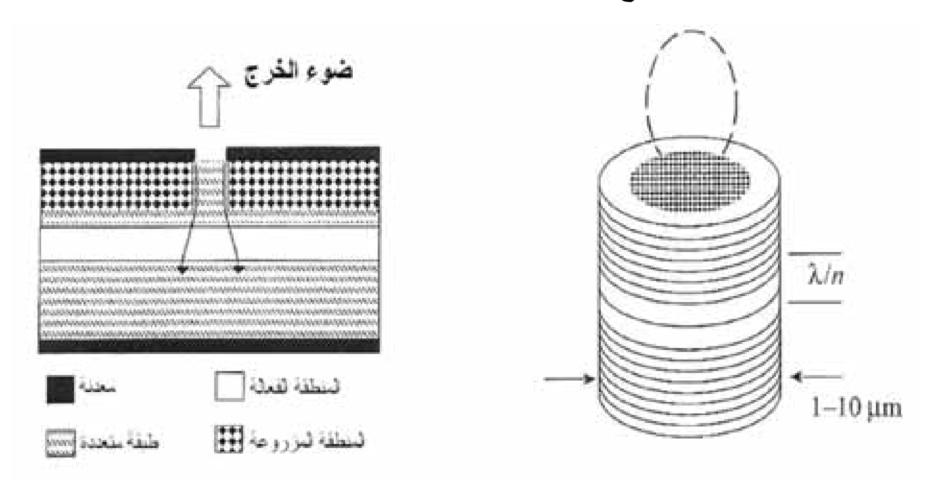
لنأخذ ديوداً بهندسة معطاة في الشكل 49.8 وبأبعاد تساوي $1\mu m \times 200\mu m \times 200\mu m = d \times L_x \times L_y$. عندها يمكن تقدير خسارات الإشعاع بـ: $cm^{-1} 60 \approx \alpha_r$ ويكون التيار الكلي خلال ديود الليزر مساوياً 1−2 A. وتكون تيارات العتبة للبنى المعتمدة على الآبار الكمومية أصغر بكثير من قيمتها الاعتيادية ومن رتبة عشرات mA. يمثل الشكل 50.8 استطاعة ضوء الخرج كتابع لتيار الحقن لليزر AlGaAs مع بئر كمومي واحد بعرض Å100. مضمن في المنطقة الفعالة ولتصميم الليزر الخاص هذا تيار عتبة يبلغ حوالى 8 mA من أجل التغذية العكسية الضوئية بفضل نهاية الوجوه المشقوقة (غير المطلية) نذكر أن عامل الانعكاس r ≈0.3. يمكن تحسين انعكاس الضوء باستخدام طلاء عاكس خاص على نهاية الوجوه. وفي هذه الحالة يتناقص تيار العتبة إلى ما دون 1 mA كما يبدي الشكل 50.8 من أجل عامل انعكاس r ≈0.8. يوضح الشكل أيضاً استطاعة ضوء الخرج الاعتيادي في ليزرات الحقن: من 1 mW إلى عشرات ميلي واط تبعاً لتصميم الديود والمجاوب.

ليزرات الإصدار السطحي

فرضنا حتى الآن لدى دراستنا لليزرات الآبار الكمومية أن الليزر مصمم لانتشار الضوء على طول طبقات الآبار الكمومية. يستخدم تصميم ممكن آخر ضوءاً ينتشر عمودياً على الطبقات في ما يعرف بالهندسة "العمودية". يمكن تعريف تضخيم الضوء العابر خلال طبقة بئر كمومي بالعلاقة:

$$\frac{I_{out} - I_{in}}{I_{in}} \equiv \beta.$$

تمثل I_{in} وI_{out} هنا شدتي تيار الدخل والخرج على التوالي. تقدر الكمية β من خلال عامل الربح بالعلاقة $\alpha(\omega)L \approx \beta(\omega)$ حيث L هو عرض البئر الكمومي. ومن السهل رؤية أن β صغيرة جداً بشكل اعتيادي، فمثلاً إذا كان $\alpha_0 = 100\ cm^{-1}$ و$L = 100$ Å نحصل على $\beta = 10^{-4}$. ولنحصل على اهتزازات ليزرية في بنية ذات هندسة عمودية يجب أن نستخدم بنية ذات آبار كمومية عديدة مزودة بمرايا شبه مثالية مع قدرة عالية جداً على الانعكاس. يعطي الشكل 51.8 (أ) مخطط "ليزر إصدار سطحي" مشابه. يتضمن تصميم الليزر منطقة فعالة تعطي ربح ضوء عالياً. طبقات عازل، تماسات معدنية ومناطق مزروعة تشكل خرج الضوء.



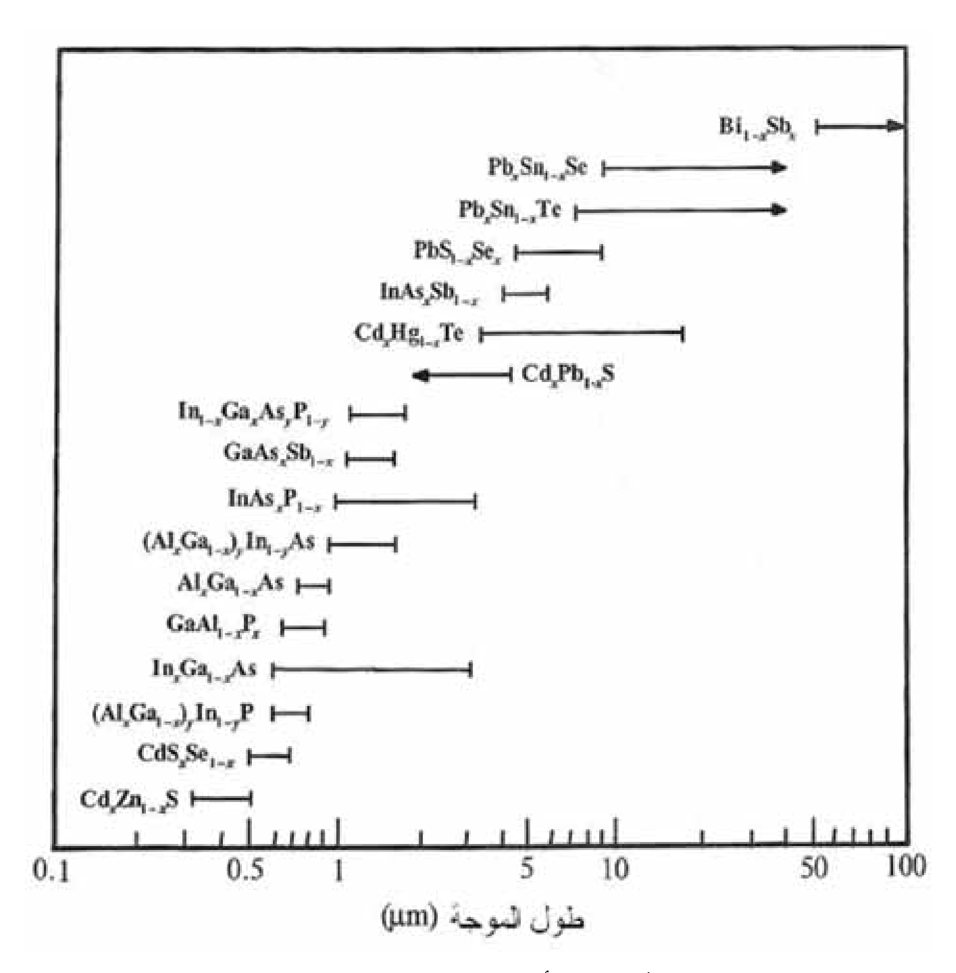
الشكل 51.8: ليزرات الإصدار السطحي

تعطي مرايا الطبقات العازلة انعكاساً عالياً، في حين تحوي المنطقة الفعالة بنية متعددة الآبار الكمومية. يمكن تخفيض الأبعاد الجانبية لهذا الليزر إلى المجال 1−10 μm. يؤدي تخفيض مساحة سطح الديود A = 100 cm^{-2} إلى تخفيض كبير في طويلة تيار العتبة. في حالة بنى الآبار الكمومية المدروسة يمكننا أن نفرض كثافة تيار مميزة قيمتها 100 A cm^{-2} تقريباً، وبالتالي إذا كانت الأبعاد الجانبية كل 5 μm تكون مساحة سطح الضخ 2.5×10^{-7} cm^2 وتيار العتبة يساوي 25 μA.

تعطى ليزرات الإصدار السطحي ذات الآبار الكمومية ميزة جديدة هي كثافة التعليب العالية. تمكننا التقانة اليوم من صنع مصفوفة مما يقارب 10^6 ليزر ميكروي مضخوخة كهربائياً. يمكن لليزرات الميكروية أن تعمل في درجة حرارة الغرفة وتيارات عتبة تقل عن 0.1 mA.

ليزرات الآبار الكمومية الزرقاء وفوق البنفسجية

كما أكدنا سابقاً، يعتمد طول الموجة وكميات الطاقة لضوء مولد بليزر نصف ناقل على فحوة حزم الطاقة لمادة نصف الناقل المختارة بشكل أساسي. يظهر الشكل 52.8 المنحنيات المميزة الطيفية لليزرات أنصاف نواقل مختلفة. يمكننا أن نرى مثلاً لأن الليزرات الأكثر تطوراً والمبنية على مركبات III−V تغطي مجال أطوال موجة من 0.6 μmإلى 3 μm تقريباً.



الشكل 52.8: المناطق الطيفية لليزرات أنصاف نواقل متعددة

عن: P. L. Derry [et al.], "Ultralow-Threshold Graded-Index Separate Confinement Single Quantum Well Buried Heterostructure (Al, Ga) as Lasers with High Reflectivity Coatings," *Applied Physics Letters*: vol. 50 (1987), pp. 1773-1775 © 1987 American Institute of Physics.

يتطلب العمل في المجال العام لأطوال الموجة الأقصر استخدام أنصاف النواقل ذات فجوات حزم الطاقة الأوسع. إن مركبات II-VI أمثلة معروفة عن أنصاف نواقل بفجوة حزم عريضة، ومنها: ZnCdSe, CdSe, CdS..الخ.

جرى تحقيق ليزرات حقن زرقاء باستخدام تصاميم مختلفة للآبار الكمومية بالاعتماد على هذه المواد. إلا أن المشاكل الكبرى المرتبطة بهذا الصف من ليزرات الآبار الكمومية تتمثل في تدهور الأداة وأزمنة الحياة القصيرة لهذه الأدوات. إن الاستطاعة الكهربائية الضائعة في ديودات II–VI عالية جداً وتسبب التدهور السريع بنتيجة تولد الآثار الذاتية. ويجب تحقيق الكثير من التحسن في هذا المجال ليكون لأدوات المجموعة II–VI تطبيقات عملية واسعة.

جرت دراسة صف آخر من المواد ذات البنى المتباينة بالشكل الأحادي للبلورة المعتاد، وعلى كل حال، يمكن تنمية الطبقات الرقيقة ذات البعد النانوي بنجاح وبنوعي عالية عن طريق تطبيق طرق النمو المدروسة في الفصل الخامس.

تتضمن مركبات الآزوت (نتريدات) لعناصر المجموعة III: AlN, GaN, InN وكل الخلائط الثلاثية والرباعية الممكنة. وتكون فجوة الحزم لـــ InN وGaN تقريباً eV 0.9 و3.5 eV على التوالي. في حين إنها تبلغ 6 eV من أجل AlN. وعليه يمكن زيادة فجوى الحزم من 1 eV إلى 6 eV بتغيير محتوى In وAl في خلائط $In_y Al_x Ga_{1-x-y} N$ وتحقيق ليزرات ذات أطوال موجة تسمح المجال من 1.3 μm (ضوء قريب من تحت الأحمر) إلى 0.2 μm (ضوء بنفسجي عميق) تنتج الخلائط $In_x Ga_{1-x} N$ ضوءاً أخضر وأزرق وبنفسجياً.

ديودات الإصدار الضوئي

على الرغم من أهمية الإصدار المحرض من ديود ليزر الحقن (injection laser diode)، فإن عمل الديود تحت العتبة (sub–threshold operation) – عندما يصدر الضوء التلقائي فقط – مفيد في العديد من الحالات وله تطبيقات عديدة. لا يتطلب نمط العمل هذا تغذية خلفية للتحكم بطاقة الخرج ما يسهل العمل في مجال واسع من درجات الحرارة، وهو موثوق ورخيص. تسمى الديودات التي تعمل مع إصدار ضوء تلقائي "ديودات الإصدار الضوئي".

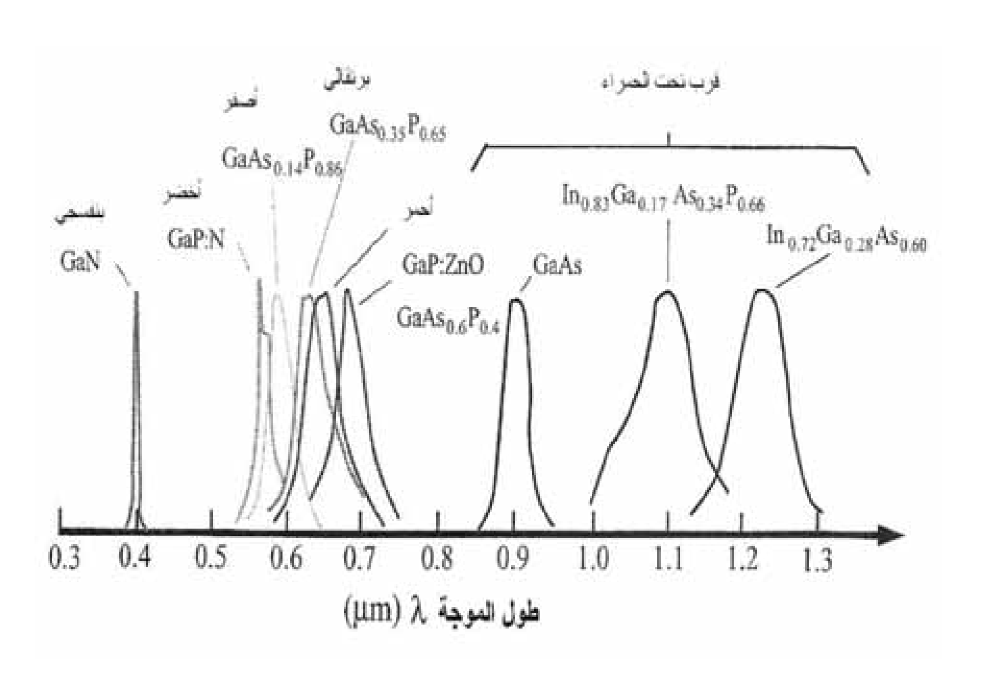
تتمثل الخاصة الهامة لديود الإصدار الضوئي في التوزع الطيفي للإصدار (Spectral distribution of emission). يتحدد طيف الإصدار بتوزع الإلكترونات والثقوب على الطاقة بالدرجة الأولى، الأمر الذي يمكن وصفه تقريبياً بتوابع فيرمي كما درسنا في الفصل السادس. وبالتالي تعرف درجة حرارة الغرفة T كلاً من القيمة العظمى للطيف (الذروة) والعرض الطيفي للإصدار. يمكن تقدير قيمة الذروة للتوزع الطيفي بالعلاقة: $\hbar\omega = E_g + \frac{1}{2}k_B T$. إن العرض الكامل عند منتصف الذروة للتوزع هو $\Delta\omega \approx \frac{2k_B T}{\hbar}$ وهو مستقل عن ω ونحصل بدلالة طول الموجة λ على:

$$\Delta\lambda = \left[\lambda_m^2 / (2\pi c)\right]\Delta\omega,$$ أو

$$\Delta\lambda = 1.45\lambda_m^2 k_B T \,, \qquad (46.8)$$

حيث توافق λ_m القيمة العظمى للتوزع الطيفي وتعطى $\Delta\lambda$و λ_m بالميكرومتر. وتعطى $k_B T$بـــ eV. يبين الشكل 53.8 الكثافة الطيفية بدلالة طول الموجة لديودات الإصدار الضوئي المبنية على مواد مختلفة. جرى تقييس الكثافة الطيفية بحيث تكون قيمتها العظمى تساوي 1 من أجل كل العيّنات.

وفي هذه المواد المختلفة يزداد عرض الخطوط الطيفي متناسباً مع λ^2 وبما يتوافق مع المعادلة (46.8) إذ يمكننا أن نرى من الشكل (53.8) أن ديودات الإصدار الضوئي تغطي منطقة طيفية واسعة من تحت الحمراء- حوالى 8 µm في خلائط InGaAsP- إلى جوار فوق البنفسجية 0.4 µm في GaN إنها فعلاً مصادر ضوء عامة جداً.

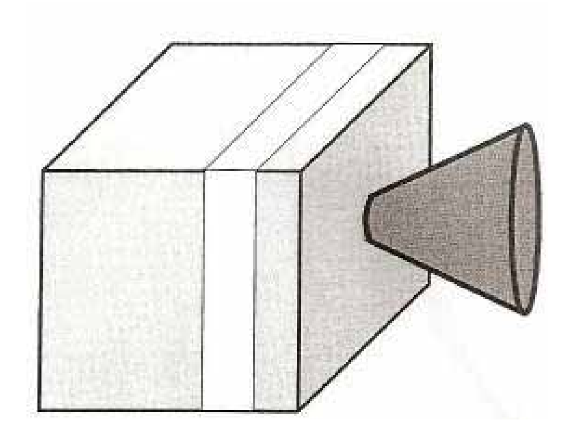


الشكل 53.8: أطياف ديودات الإصدار الضوئي النصف الناقلة بفجوات مختلفة

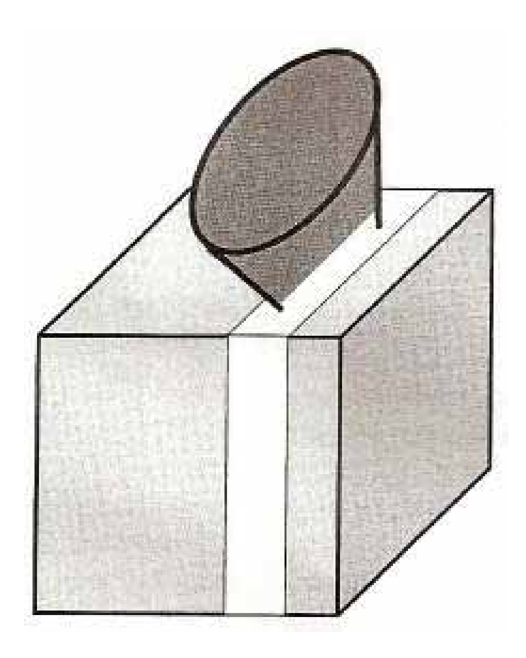
في: S. M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices* (New York: Wiley, 1981), fig. (13).

وبشكل مشابه لحالة الليزرات، يمكن تحسين عوامل ديودات الإصدار الضوئي باستخدام البنى المتباينة، وعلى الأخص الآبار الكمومية. يمكن تصميم ديودات الإصدار الضوئي إما بتشكيل إصدار السطح أو بتشكيل إصدار الحافة.

يوضح الشكلان 54.8 و55.8 هذين التشكيلين على التوالي. تشع ديودات إصدار السطح من الوجه الموازي لمستوى الوصلة p–n. ويكون الضوء الصادر في الاتجاه المعاكس إما ممتصاً من الركيزة أو منعكساً من التماسين المعدنيين. تشع ديودات إصدار الحافة من حافة منطقة الوصلة، وتكون ديودات إصدار السطح أكثر كفاءة عادة. تجد ديودات الإصدار الضوئي تطبيقات عديدة تمتد من أنظمة الإنارة إلى معالجة الإشارة والاتصالات الضوئية.



الشكل 54.8: ديود إصدار السطح



الشكل 55.8: ديود إصدار الحافة

ليزرات الشلال الكمومي الأحادي القطبية بين الحزم الجزئية

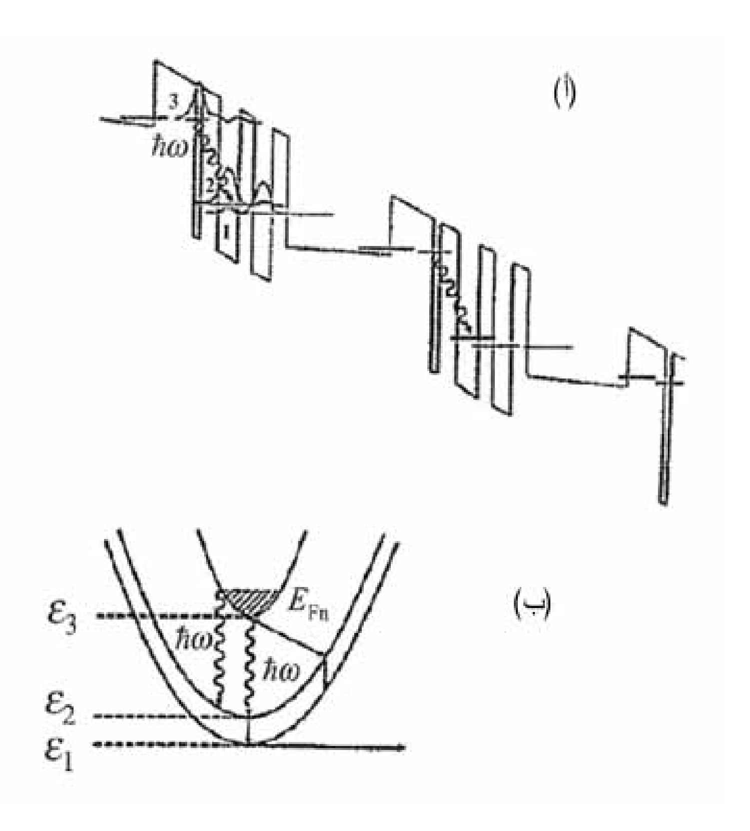
لقد درسنا حتى الآن في هذا الفصل الإصدار الضوئي والفعل الليزري المبنية على الانتقالات الضوئية "بين الحزم" (interband phototransitions) الذي يساهم فيه

الإلكترونات والثقوب. وهنالك نمط آخر من الانتقال الضوئي- الامتصاص عبر الحزم (interband absorption) - يكون مسموحاً في نظام بلوري مثالي ذي وصلات متباينة. بما أن الانتقالات الضوئية الأخيرة مختلفة جذرياً عن الانتقالات بين الحزم، فإن الفعل الليزري المرتبط بهذه الانتقالات بين الحزم يجب أن يختلف واحد فقط من الحوامل، أي إنه أداة أحادية القطبية، ثانياً، يجب أن يعتمد على انتقالات الإلكترونات بين الحالات يجب أن نوفر (i) حقن الإلكترونات إلى حالة أعلى و(ii) نصب حالة أدنى. ولقد جرى اقتراح مخطط شاقولي لنقل الإلكترونات لهذه الغاية. يوضح الشكل 56.8 (أ) هذا المخطط. إن البنية المتباينة المقترحة هي شبكة فائقة بتصميم معقد لكل دور. يتألف كل دور من أربعة حواجز AlInAs تشكل ثلاثة آبار كمومية GaInAs ومنطقة مدرجة AlInGaAs تكون مشابة. تحت شروط الانحياز الصفر يشبه مخطط الحزم الكلي بنية على شكل سن المنشار، وتحت حقل كهربائي مطبق، يأخذ مخطط الحزم بنية درج، كما يظهر في الشكل 54.8 (أ). تشكل الحواجز ثلاثة آبار كمومية مترابطة مع ثلاثة مستويات شبه مترابطة. هذه المستويات الثلاثة معنونة في الشكل 56.8 (أ) بـــ1 و2 و3.

تنتج كل من الحالات المحبوسة من أحد الآبار. يجرى اختيار البنية بحيث هنالك تقاطع كبير بين توابع الموجة للحالة العليا 3 والوسطى 2، وكذلك الأمر بين توابع الموجة للحالتين 2 و1. تحت جهد انحياز، يكون الكمون في المناطق المشابة مستوياً تقريباً، كما يظهر في الشكل 56.8 (أ). وتحقق الإلكترونات من المناطق المشابة عبر الحاجز إلى الحالة المحبوسة 3 للبئر الكمومي الأول. وتعود الإلكترونات من هذه الحالة أولاً إلى العمليتين من أجل الإلكترونات ذات القيم المختلفة من شعاع الموجة في المستوى k. توافق الحزم الجزئية المبينة $\varepsilon_{1,2,3}(k)$ إلى ثلاث حالات محبوسة. تبين الأسهم المستقيمة ارتخاء الفونون بين الحزم الجزئية. يجري اختيار الحالة المحبوسة الثالثة، 3، لتعطي نضوباً للحالة 2 بأسرع ما يمكن.

وعليه، يكون لدينا بهذه الطريقة مخططٌ ثلاثي المستوى يضخ بواسطته المستوى الأعلى بحقن مباشر للإلكترونات من المنطقة المشابة، ويكون المستوى الثاني منضباً بسبب الارتباط القوي مع المستوى الأدنى 1. تهرب الإلكترونات من المستوى 1 إلى

المنطقة المشابهة التالية. يجري بعدئذ إعادة العمليات في كلّ دورٍ تالٍ للشبكة الفائقة. يمكننا القول إن الحوامل تقوم بالانتقالات إلى الأدنى في بنية الشلال هذه.



الشكل 56.8 (أ): دورين من منطقة الآبار المترابطة على شكل درج ذي 25 مرحلة لليزر الشلال الكمومي تحت شروط العمل. الانتقالات الضوئية ممثلة بأسهم. وهي تحدث بين المستويات (الحزم الجزئية) 3 و2 مع طاقة فوتونات تساوي $295meV$. ينضب المستوى 2 عبر المستوى 1 والعبور النفقي الناتج. يكون فاصل الطاقة بين المستويين 2 و1 مساوياً لـــ mev30 (ب) تبعثر الطاقة بين الحزم الثانوية 1، 2، 3، والانتقال الضوئي, وسيرورة الاستطارة أو التبعثر بين الحزم الثانوية (الخطوط المستقيمة)

نحتاج لوصف العمليات في بنية الشلال (cascade structure) أن نعرف أعداد الإلكترونات في الحالات الثلاث: n_1, n_2, n_3، يجب أن يكون شرط قلب الإشعالية بين المستوين 2 و3:

$$n_3 > n_2$$

يمكننا أن نكتب المعادلتين من أجل n_2, n_3:

$$\frac{dn_3}{dt} = -\frac{1}{e} J - \frac{n_3}{\tau_{32}}, \qquad (47.8)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2}{\tau_{21}}, \qquad (48.8)$$

حيث تمثل J كثافة تيار الحقن و τ_{32} و τ_{21} زمني الارتخاء بين الحالتين 3 و2 والحالتين 2 و1 على التوالي. نهمل في المعادلة (48.8) العملية العكسية 1←2 لأن الحالة 1 يمكن النظر إليها على أنها شبه خالية بنتيجة هروب الإلكترونات السريع إلى المنطقة المشابة. نحصل من شروط الحالة المستقرة على التركيزين:

$$n_3 = -e^1 J \tau_{32} \quad \text{و} \quad n_2 = n_3 \frac{\tau_{21}}{\tau_{32}}$$

وقلب الإشغالية (population inversion):

$$\Delta n \equiv n_3 - n_2 = -\frac{1}{e} J \tau_{32} \left(1 - \frac{\tau_{21}}{\tau_{32}} \right). \qquad (49.8)$$

وعليه لتوليد قلب إشغالية، يجب أن نصمم الليزر بحيث:

$$\tau_{21} < \tau_{32}. \qquad (50.8)$$

ولصنع بنى ليزرية أحادية القطبية (unipolar laser structure) مع نقل إلكترونات شاقولي، يجب تواجد تقانة أنصاف النواقل معقدة وبالغة الدقة.

يبدي الشكل 57.8 منحنيات خرج الليزر بدلالة التيار في درجات حرارة مختلفة، في بنية أداة خاصة (الشكل 57.8) بمسار ضوئي طوله μm700 وانعكاسية مرآة $r_1=r_2=0.27$، كما تظهر النوافذ في الشكل 58.8 منحيات التيار بدلالة الجهد وارتباط تيار عتبة الليزر بدرجة الحرارة، يمكن تقريب تيار العتبة بالعلاقة $I_{th}=C\exp(T/112)$، حيث يساوي الثابت C 900 mA تقريباً وT الحرارة المقاسة بالكالفن. ينتج من الشكل 58.8 أن استطاعة الخرج تبلغ عشرات الميلي واطات.

وتكون طاقة الإصدار في المجال 275−310 meV. إن أطياف خرج الليزر من أجل تيارات مختلفة عند T=80K ممثلة في النافذة اليمنى من الشكل 58.8. يبلغ تيار العتبة في هذه الحالة حوالى 1.06 A. تظهر النافة بشكل واضح تضيق أطياف الإصدار فوق عتبة الليزر: تتناقص الأطياف إلى ذروة حادة عند $I_u < A1.1 = I$ وعليه فإن ليزر الشلال الأحادي القطبية مختلف بشدة عن الليزرات المبنية على انتقالات الضوء بين الحزم الجزئية.

تتحدد خواص الانتقالات الضوئية عبر الحزم، وبالتالي خواص الليزر الأحادي القطبية، بالانحباس الكمومي بدرجة كبيرة؛ وعليه يمكن تخصيص هذا الليزر للعمل في المنطقة الطيفية الممتدة من وسط تحت الحمراء إلى الأمواج دون الميلمترية. إن ليزرات الشلال الكمومية حساسة جداً لدرجة حرارة الوسط وتعمل عادة في درجات حرارة منخفضة.

وفي الختام أثبتنا أن البنى النانوية تلعب دوراً مفتاحياً ليس فقط من أجل الأدوات الكهربائية المصغّرة وإنما من أجل الأدوات الضوئية أيضاً. وهي تسهل تحسينات ليزرات الحقن الأحادية، وتمكننا من تحقيق بنى ليزر الشلال التي تعمل بناءً على مفاهيم مبتكرة.

GaInAs (Sn- مشاب)	$n = 2.0 \times 10^{20}\,cm^{-3}$	20.0 nm	
GaInAs	1.0×10^{18}	670.0	
AlGaInAs (مدرج)	1.0×10^{18}	30.0	
AlInAs	5.0×10^{17}	1500.0	
AlInAs	1.5×10^{17}	1000.0	
AlGaInAs (مدرج رقميا)	1.5×10^{17}	18.6	
منطقة فعالة	غير مشابة	21.1	
GaInAs	1.0×10^{17}	300.0	
AlGaInAs (مدرج رقميا)	1.5×10^{17}	14.6	
AlGaInAs (مدرج رقميا)	1.5×10^{17}	18.6	
منطقة فعالة	غير مشابة	21.1	×25
GaInAs	1.0×10^{17}	300.0	
AlGaInAs (مدرج رقميا)	1.5×10^{17}	33.2	
AlInAs	5.0×10^{17}	500.0	
ركيزة InP- مشابة n^+			

الشكل 57.8: مقطع تمثيلي لبنية ليزر الشلال. تتألف البنية الكلية من 500 طبقة

أعيد طبعها بإذن من: F. Capasso, "Quantum Cascade Laser," *Science:* vol. 264 (1994), pp. 553-556 © 1994 AAAS.

7.8 أدوات النظم الكهرميكانيكية النانوية

لقد ركّزنا حتى الآن على خواص الإلكترونات للبنى النانوية، وبيّنا أن الآثار الإلكترونية في السلم النانوي يمكن استثمارها في الأدوات الكهربائية. الخواص الميكانيكية للبنى النانوية مختلفة تماماً عن خواص العيّنات الخام. ويمكننا استخدام كلٍّ من الخواص الكهرميكانيكية النانوية (NEMS) جرى وضعه في الفقرة 9.5. سندرس هنا بعض أدوات NEMS الخاصة.

المجاوبات، التضخيم الوسيطي

تعمل المجاوبات الوسيطية NEMS كمضخمات ميكانيكية في مجال ترددي ضيق. الفكرة الأساسية لمجاوب وسيطي ميكانيكي يمكن توضيحها بالمثال البسيط التالي. لنأخذ مكثفة مستوية بسيطة أحد لبوسيها جزء من المجاوب الميكانيكي، في حين إن اللبوس الثاني ثابت كما يوضح الشكل 59.8. يغيّر الانزياح للبوس المجاوب التباعد في المكثفة، وبالتالي سعتها $C = \frac{\varepsilon_0 S}{d+z}$ حيث S و d مساحة اللبوسين ومسافة التوازن بينهما على التوالي.

بما أن الانزياحات صغيرة يمكننا استخدام التقريب:

$$C \approx \frac{\epsilon_0 S}{d}\left(1 - \frac{z}{d} + \frac{z^2}{d^2}\ldots\right).$$

إذا طبقنا جهداً متعلقاً بالزمن V(t) على المكثفة تصبح طاقتها الكهربائية:

$$E_{el} = \frac{1}{2} C V^2(t).$$

ليكن M و K الكتلة وثابت النابض لمجاوبنا على التوالي، عندها يأخذ قانون نيوتن الثاني للبوس المجاوب الصيغة:

$$M\frac{d^2 z}{dt^2} + M\gamma\frac{dz}{dt} + Kz = f = -\frac{dE_{el}}{dz}. \qquad (51.8)$$

ندخل هنا العبارة $M\gamma\frac{dE_{el}}{dz}$ التي تصف تخميد المجاوب (resonator damping). وتكون القوة المؤثرة في المجاوب هي:

$$f = -\frac{\epsilon_0 S}{d^2} V^2(t)\left(1 + \frac{2z}{d}\right); \qquad (52.8)$$

أي إنها متناسبة مع مربع الجهد المطبق V(t). وتحتوي القوة عبارة متناسبة مع الانزياح z. نستطيع تمييز المجاوب بتردد الاهتزاز $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}}$ وعامل النوعية $Q = \frac{\omega_0}{\gamma}$ وإذا رمزنا بـــ:

$$\Delta K(t) = \frac{2\epsilon_0 S V^2(t)}{d^3} \qquad (53.8)$$

و

$$F_D(t) = -\frac{\epsilon_0 S V^2(t)}{d^2}, \qquad (54.8)$$

يمكننا أن نعيد كتابة معادلة القوة بالشكل:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q}\frac{dz}{dt} + \left(\omega_0^2 + \frac{\Delta K(t)}{M}\right) z = F_D(t). \qquad (55.8)$$

إن المعنى الفيزيائي لكلتا الكميتين $\Delta K(t)$ و $F_\Delta(t)$ واضح: تصف $\Delta K(t)$ تعديلاً وسيطياً لثابت النابض بالجهد المطبق، في حين إن $F_\Delta(t)$ هي القوة المؤثرة المستقلة عن الانزياح. إن المعادلة الأخيرة تمثل أبسط معادلة أساسية لأثر التجاوب الوسيطي: يمتلك المعاملان ΔK وF_Δ نفس العلاقة بالزمن، أي إن كليهما متناسبان مع $V^2(t)$.

إذا اعتمد الجهد بالزمن توافقياً أي $V \,\alpha\, \sin(\omega t)$، تجد أن كلاً من القوة المؤثرة وثابت النابض يهتز مع التردد الفاعل الذي يتغير مع الزمن وفق $\cos(2\omega t)$.

يمكن تصنيع نظام NEMS بلبوسي مكثفة أو أكثر، عندها يمكن تطبيق جهود مختلفة على هذه المكثفات. وعليه لتعميم التحليل، يمكننا فرض أن تعديل ثابت ΔK والقوة المسيرة F_Δ يمتلكان ترددي تعديل مستقلين ω_p و ω_D:

$$\Delta K = \Delta K_0 \sin\left(\omega_p t\right),$$
$$F_D = F_0 \cos\left(\omega_D t+\varphi\right).$$

تعبر ϕ عن إزاحة صفحة بين هاتين العلاقتين. وتصبح المعادلة الأساسية الآن:

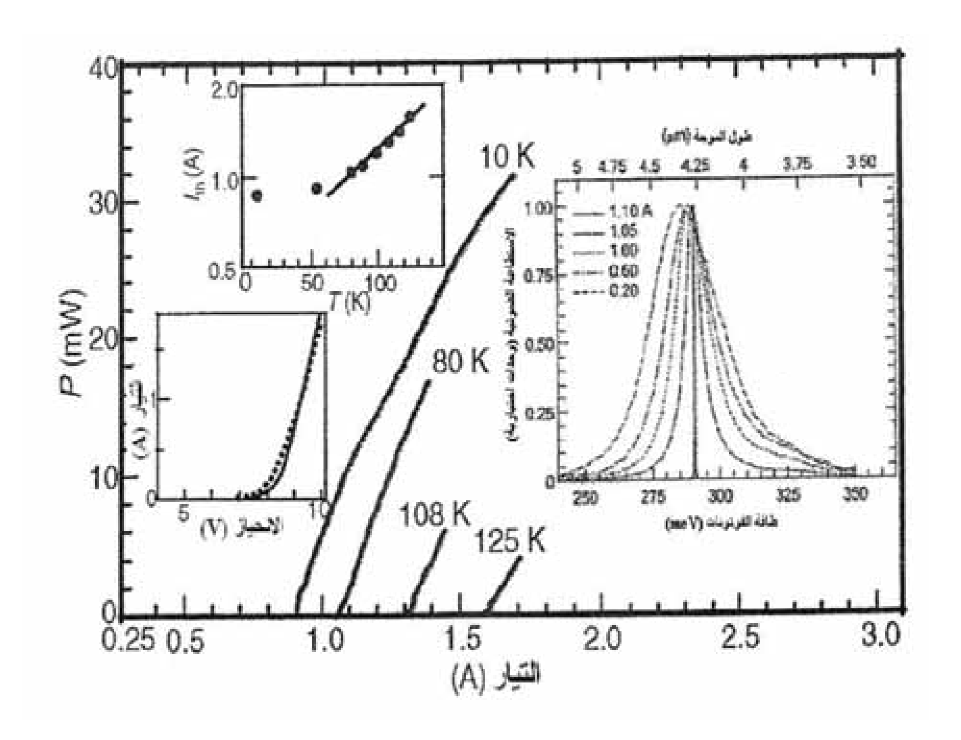
$$\frac{d^2 z}{dt^2}+\frac{\omega_0}{Q}\frac{dz}{dt}+\left(\omega_0^2+\frac{\Delta K_0}{M}\sin\left(\omega_p t\right)\right)z = F_0 \cos(\omega_D t+\varphi). \quad (56.8)$$

تسمى هذه المعادلة معادلة مثايو (Mathieu Equation) مع التخامد، يؤدي تحليل هذه المعادلة إلى النتائج التالية. أولاً، ليكن التعديل الوسيطي غائباً $(\Delta K_0 = 0)$ عندها تصف المعادلة اهتزازات المجاوب بتردد ω_0. ومن أجل تخامد صغير(Q>>1)، تبدي الاهتزازات تجاوباً قوياً عند التردد $\omega_0 \approx \omega_D$:

$$z(t)=A\cos(\omega_0 t)+B\sin(\omega_0 t), \quad (57.8)$$

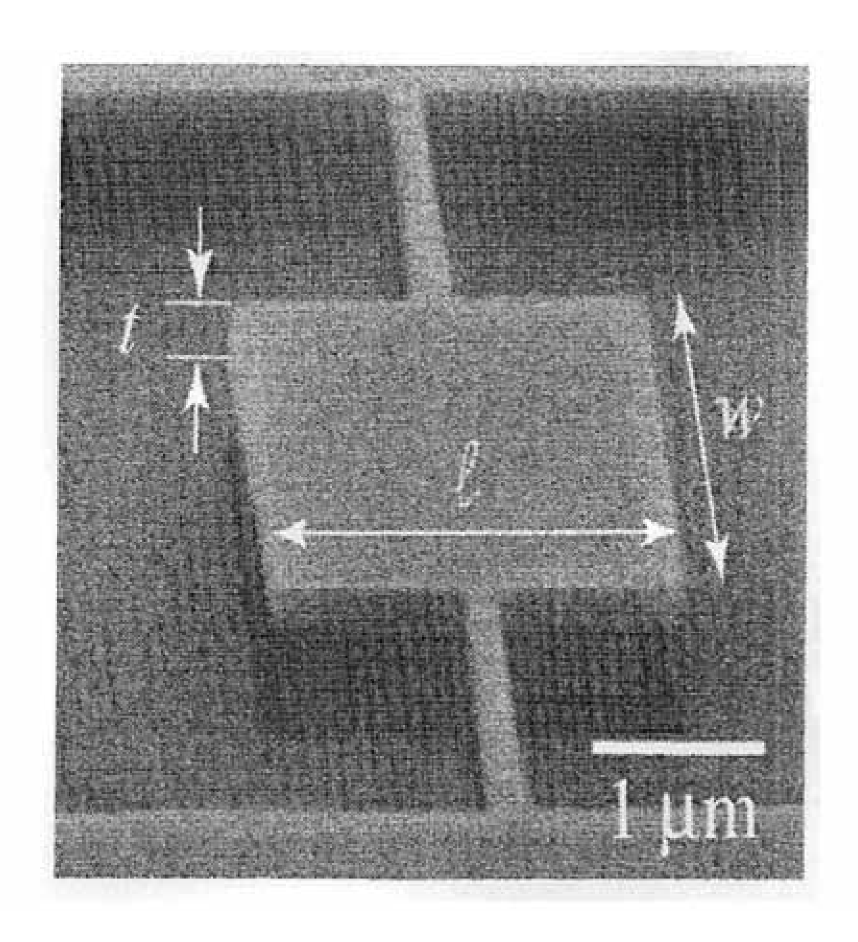
$$A=\frac{F_0 Q}{K}\sin\varphi, \qquad B=\frac{F_0 Q}{K}\cos\varphi. \quad (58.8)$$

تبين هذه النتيجة أن طويلة الاهتزاز تتباعد من أجل مهتز ذي عامل نوعية $Q \to \infty$.



الشكل 58.8: الاستطاعة الضوئية المقيسة P من وجه واحد لليزر شلال كمومي ذي بنية الشكل 57.8 طول حجرة ضوئية تساوي 1.2mm. النتائج معطاة من أجل أربع درجات حرارة مختلفة. تظهر النوافذ اليسرى اعتماد تيار عتبة الليزر كتابع للحرارة والمنحني المميز التيار-الجهد للأداة. تظهر النافذة اليمنى طيف الخرج من أجل ليزر طوله 1.2mm تحت وفوق العتبة (I_u=1.06 A) عند درجة حرارة مبرد 80K، فوق 0.4 A وجدنا ذروة إنارة تزداد أكثر خطياً مع التيار بفضل الربح الضوئي الذي يسبب تضيق الخط

عن: F. Capasso, "Quantum Cascade Lasers: A Unipolar Intersubband Semiconductor Laser," paper presented at: *Proceeding of the International Conference of the Physics of Semiconductors* (Singapore: World Scientific, 1995), pp. 1636-1640.



الشكل 59.8: مجاوب وسيطي ميكانيكي مصنع بتقنية SiMox

أشرنا إلى الأبعاد المميزة للمجاوب، عن: A. N. Cleland, *Foundations of Nanomechanics* (Berlin: Springer Verlag, 2003).

إذا كان التعديل الوسيطي مضبوطاً بقوة مسيرة صغيرة، تظهر تجاوبات إضافية قوية عند $\omega_p = \frac{2\omega_0}{n}$ مع n عدد صحيح. أي إن التعديل الوسيطي يتجاوب من أجل كل تقاسيم التردد $2\omega_0$. لندرس الحالة n=1 أي $2\omega_0 = \omega_p$ و $\omega_0 = \omega_D$، عند نهاية Q المرتفعة، يمكن إيجاد حل من الشكل 58.8 مع:

$$A_p = \frac{F_0 Q}{K}\frac{\sin\phi}{1 - Q\Delta K_0/(2K)}, \qquad B_p = \frac{F_0 Q}{K}\frac{\sin\phi}{1 + Q\Delta K_0/(2K)}. \quad (59.8)$$

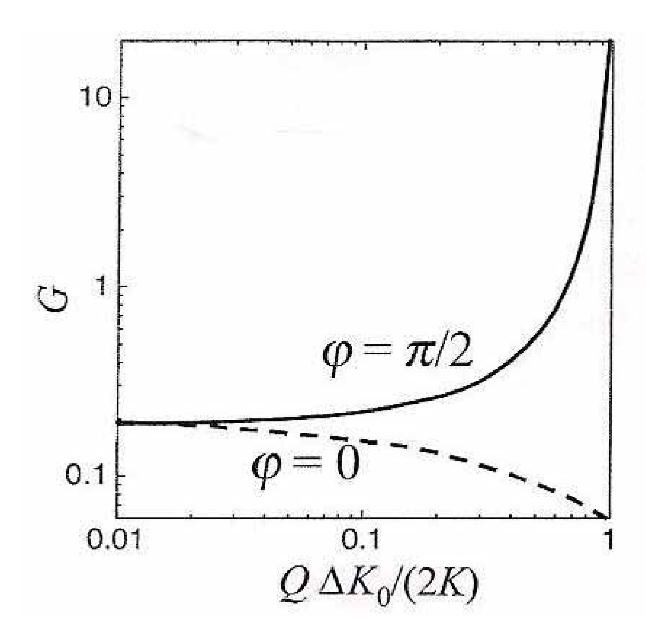
وعليه تعتمد الاهتزازات بشكل رئيسي على معامل الارتباط الوسيطي Δk_0 ويمكن ضبط مطالات الاهتزازات الميكانيكية بهذه المعاملات. بمقارنة هذه النتائج بـــ أو بدون ارتباط وسيطي أي المعادلتين (59.8) و(58.8) يمكننا تعريف الربح الوسيطي:

$$G = \frac{\sqrt{A_p^2 + B_p^2}}{\sqrt{A^2 + B^2}}.$$

باستخدام الصيغ أعلاه للعوامل A وB وA_p وB_p نجد:

$$G = \left(\frac{\cos^2\varphi}{\left[1+Q\,\Delta K_0/(2K)\right]^2} + \frac{\sin^2\varphi}{\left[1-Q\,\Delta K_0/(2K)\right]^2}\right)^{1/2}.$$

ومن أجل $0 \neq \Delta K$، يعتمد الربح على الصفحة النسبية ϕ. إذا كان $\phi = 0, \pi, 2\pi, ...$ تنعدم مطالات الاهتزازات وG<1. إذا كان $\phi = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}$ ... يجري تضخيم الاهتزازات G>1. ومن الصيغة، إذا كان $\Delta K_0 \leftarrow \frac{2k}{\varphi}$ يتباعد المطال مع $G \leftarrow \infty$. تسمى هذه الظاهرة "التجاوب الوسيطي". يوضح الشكل 60.8 كل من نظامي التضخيم والتخامد. يمكننا استنتاج أنه من أجل عامل نوعية كبير ϕ يمكن الحصول على تضخيم مطال الاهتزازات حتى من أجل تعديل صغير للقوة المسيرة.



الشكل 60.8: عامل الربح/الخسارة G كتابع لعامل النوعية Q من أجل إزاحات صفحة مختلفة بين تعديل ثابت النابض والقوة المسيرة

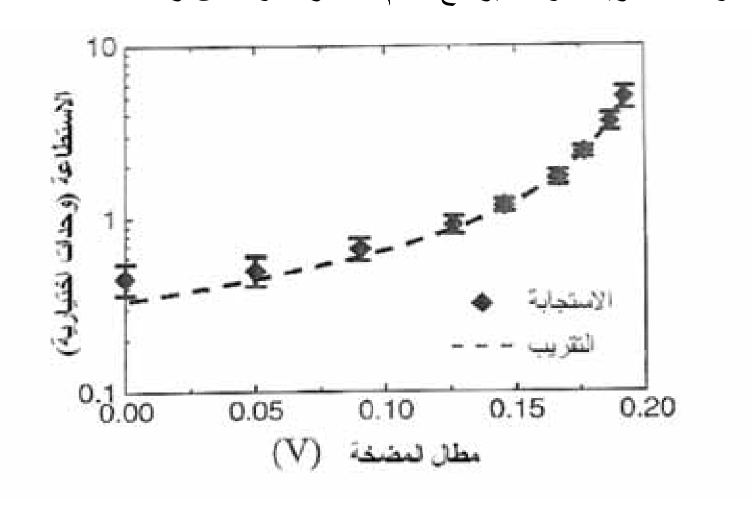
عن: A. N. Cleland, *Foundations of Nanomechanics* (Berlin: Springer Verlag, 2003).

يظهر الشكل 59.8 المجاوب المهتز وسيطي ميكانيكي المصنع بتقنية SIMOX. تساوي أبعاد لبوس المجاوب المعلق $4\mu m \times 4\ \mu m \times 0.2\mu m$. الركيزة مؤرضة. يجري توضيع معدن على لبوس المجاوب. المجاوب مسيّر بجهد مطبق بين اللبوس والركيزة. يبلغ التردد الأساسي للمجاوب $\omega_0(2\pi) = 485\ \ kHz$. وعليه تكون الإشارة المضمنة بهذا التردد، في حين إن المسيّر الوسيطي عند $2\omega_0 = \omega_p$. توافق هذه العوامل إلى التجاوب الأخفض في معادلة ماثيو (56.8). ولكشف وقياس الانزياحات، يمكننا استخدام انعكاس شعاع ليزر من الركيزة والمجاوب. ينتج التداخل بين هاتين الإشارتين المنعكستين حساسية انزياح جيدة. يظهر الشكل 61.8 مربع مطال الاهتزاز المقاس كتابع لمطال المضخة من أجل هذا المهتز الوسيطي يبلغ التضخيم الأعظمي G المحقق حوالى 10.

سيجري استخدام خواص التجاوب لأنظمة NEMS بدون شك في مجال تطبيقات واسع. أحد هذه الخواص الرئيسية سيكون معالجة الإشارة في الترددات العالية جداً (VHF) والترددات العالية الفائقة (VHF) وحزم ترددات الأمواج الميكروية.

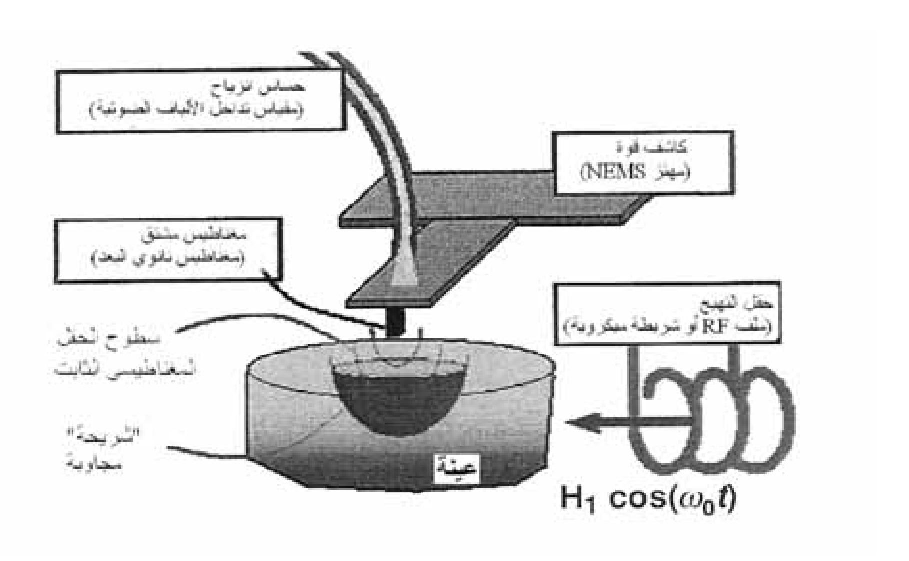
تصوير التجاوب المغناطيسي المكشوف ميكانيكاً

هنالك تطبيق واعد آخر لـــ NEMS وهو تصوير التجاوب المغنطيسي المكشوف ميكانيكياً (MRI). من المعروف أن ظاهرة التجاوب المغناطيسي النووي مستخدمة على نطاق واسع لأغراض التشخيص في الطب. لازالت تقنيات الكشف التحريضي التقليدي تتطلب حوالى 10^{14} – 10^{16} جزيئ لتوليد إشارة قابلة للقياس للتجاوب المغنطيسي. وهذا يعني أن أحدث MRI في مخابر البحث يصل في أحسن حال، إلى دقة عظمى (حجم عنصر صوت أصغري) من رتبة 1 μm. ومن أجل أجهزة MRI الطبية القياسية، تكون الدقة للأدوات التجارية أسوأ بكثير مع حجم عنصر صوت من رتبة 1 mm.



الشكل 61.8: مربع مطال الاهتزاز (استطاعة الاهتزازات) بدلالة مطال الضخ لمهتز التجاوب الوسيطي المبيّن في الشكل 59.8

عن: **A. N. Cleland, *Foundations of Nanomechanics* (Berlin: Springer Verlag, 2003).**



الشكل 62.8: المخطط الأساسي لتصوير التجاوب المغناطيسي المكشوف ميكانيكياً

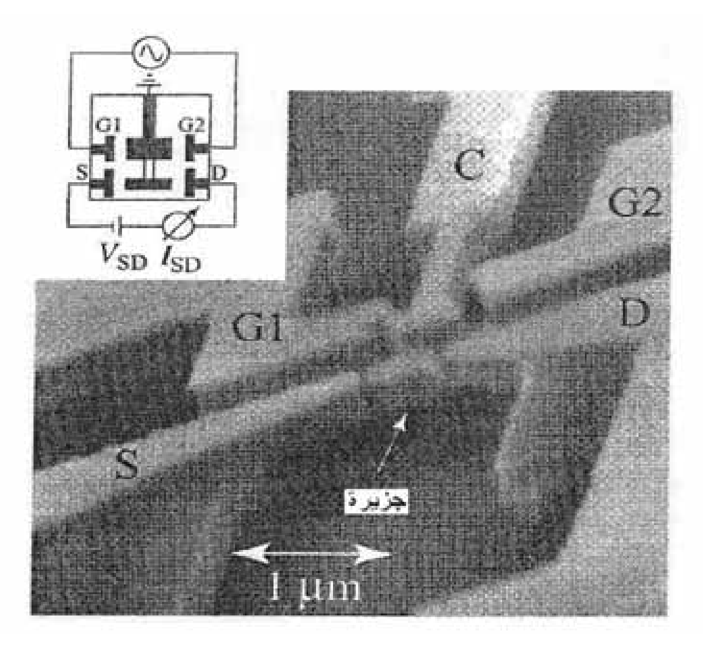
مأخوذة عن: M. L. Roukas, "Nanoelectromechanical Systems," paper presented at: Technical Digest of the 2000 Solid-State Sensor and Actuator Workshop, Hilton Head Island, SC, June 2000, pp. 1-10.

إن MRI المكشوف ميكانيكياً والمعروف حالياً بمجهر قوة التجاوب المغناطيسي (MRFM) أكثر حساسية من MRI التقليدي. هنالك مكونات عديدة أساسية لأداة MRFM وهي مبيّنة في الشكل 62.8. تولّد بنية هوائي على شكل وشيعة أو خط ميكروي تردد رايدي بتردد ω_0. يشطر الحقل المغناطيسي الساكن المولد بمغناطيس صغير، حالات اللف للشوائب حقل ضمن العيّنة، ويعطي تأثيراً متبادلاً تجاوبياً للحقل الراديوي مع حالات اللف هذه. يربط المغناطيس إلى مجاوب ميكانيكي من نوع الدعامة. ينتج التأثير المتبادل لحالات اللف المتجاوبة مع المغناطيس قوة رد فعل متغيرة مع الزمن على الدعامة. يمكن كشف هذه القوة باستخدام حساس للانزياحات عالي الدقة، كمقياس التداخل الضوئي. تشكل كل هذه العناصر حساس قوة متجاوبة. يمكن لهذا الحساس أن يكتشف قوى ضعيفة تطبقها حالات اللف المتجاوبة على النظام الميكانيكي. يعمل المجهر بمسح الدعامة مع المغناطيس

المرتبط فوق العيّنة. بربط الاستجابة الميكانيكية المتجاوبة مع وضع الدعامة، يمكننا أن نحصل على صورة مكانية لكثافة اللف.

تعطي خواص التجاوب لنظم NEMS تطورات هامة لـMRFM. في الحقيقة يجعل استخدام مجاوب ميكانيكي، بأبعاد نانومترية وفي الترددات الفائقة، ممكناً الربط المباشر بين التخلي عن اللف والاهتزازات الميكانيكية والتحسن الكبير في دقة الـMRI.

لايزال حقل الـMRFM في طفولته. ويلزم جهود متواصلة لنقله من حيز الإثبات العلمي إلى تقنية مفيدة لـMRI عالي الدقة، ولهذه الجهود أهمية عظمية وخاصة في تطبيقات الكيمياء الحيوية.



الشكل 63.8: المكوك الإلكتروني أداة بنقل إلكتروني توافق الحركة الميكانيكية للدعامة. C تمثل دعامة نانوية البعد S و∆ هما تماسا المنبع والمصرف وG1 وG2 هما تماسا البوابة التي تحرك الدعامة. تمثل النافذة الذرة الكهربائية للبنية

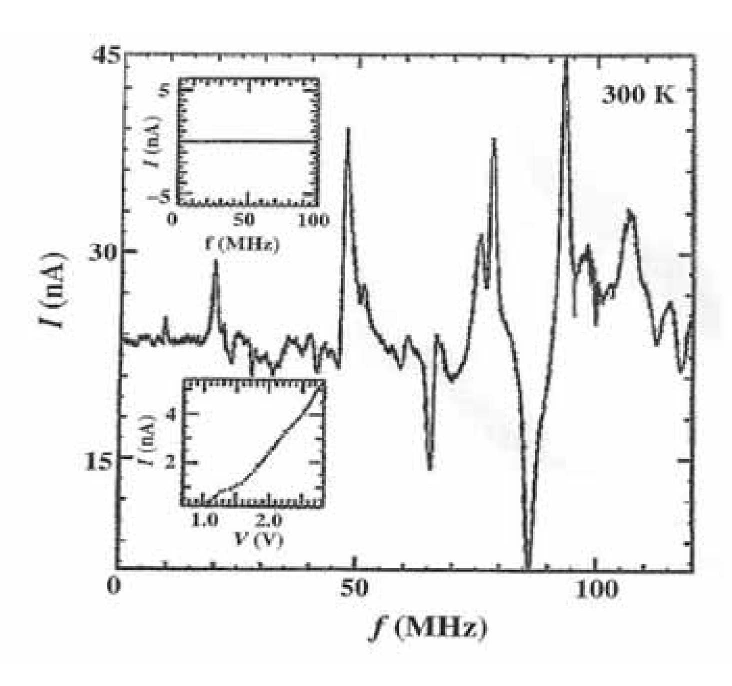
عن: A. N. Cleland, *Foundations of Nanomechanics* (Berlin: Springer Verlag, 2003).

الارتباط بين نقل الإلكترونات والحركة الميكانيكية، المكوك الإلكتروني

إن ارتباط نقل الإلكترونات والحركة الميكانيكية لنظم NEMS يعطي آثاراً جديدة يمكن أن تكون مفيدة في عدد من التطبيقات؛ لنأخذ مثالاً على هذا الارتباط يدعى "المكوك الإلكتروني" (electron shuttle). تحتوي البنية دعامة مطلية بالمعدن معلقة بين مسريين معدنيين، كما يظهر الشكل 63.8 حيث تبدو صورة إلكترونية للمكوك الإلكتروني.

جرى تصنيع بوابتين لقيادة الدعامة بشكل كهرساكن. يمكن أن تسير الدعامة بالجهد VG1G2 بحيث يمكن أن تمس تقريباً كلاًّ من المسريين المفصولين مكانياً. يجري تطبيق جهد V_{SD} على المسريين اللذين يمكن اعتبارهما كمنبع ومصرف. إذا كان تردد الهد المطبق على البوابتين VG1G2 لا ينطبق على تردد التجاوب للدعامة، يكون مطال اهتزازات الدعامة صغيراً. وبالتالي لا تلامس الدعامة ميكانيكياً مسريي المنبع والمصرف وينعدم نقل الإلكترونات. حالما يوافق. تردد VG1G2 التجاوب الميكانيكي، تلامس الدعامة المسريين على التوالي، يجري شحن وتفريغ نهاية الدعامة المعدنية التي تنقل الإلكترونات بين المنبع والمصرف.

يمثل الشكل 64.8 نتائج قياس تيار المنبع- المصرف؛ توافق ذرى التيار العديدة أنماط الاهتزازات المتجاوبة الختلفة للدعامة، وتكون مطالات الاهتزازات من أجل هذه التجاوبات فقط كبيرة بما يكفي لتدعم نقل الإلكترونات عبر البنية النانوية. وإذا منعت حركة الدعامة، لا نشاهد أي تيار، كما يبدو في النافذة العليا من الشكل 64.8، تظهر النافذة العليا طويلة إحدى ذرى التيار كتابع لــ V_{SD} عند تردد تجاوب معطى. وعليه فيمثل هذا الــNEMS مكوكاً إلكترونياً. يعتمد عدد الإلكترونات المنقولة على أبعاد الجزيرة المطلية بالمعدن على الدعامة. بتصغير حجم الجزيرة يصبح بالإمكان نقل إلكترون وحيد في كل مرة.

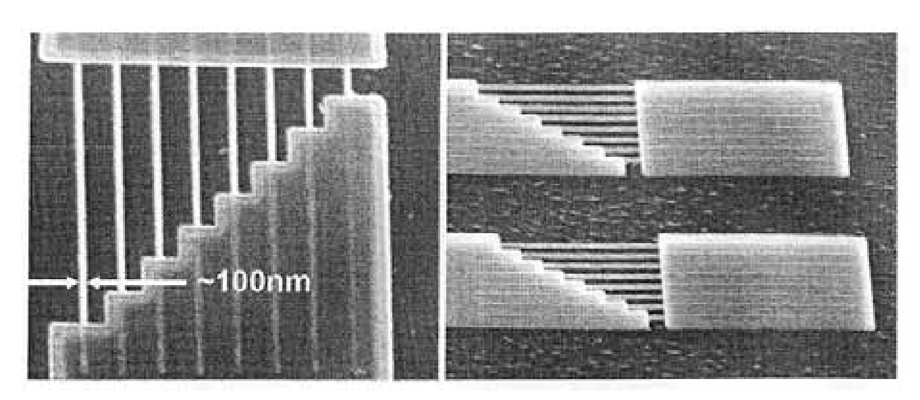


الشكل 64.8: التيار الكهربائي في المكوك الإلكتروني بدلالة التردد في دارة البوابة. النافذة العليا: الدعامة محجوزة ولا يوجد أي تيار. النافذة الدنيا: تيار المكوك كتابع لجهد المنبع – المصرف عند تردد معطى في دارة البوابة

عن: A. N. Cleland, *Foundations of Nanomechanics* (Berlin: Springer Verlag, 2003).

ندرس بعد هذه الأمثلة لأنظمة NEMS بوظائف مختلفة العوامل الأساسية التي تحدد بـــ $\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{M}}$ حيث يمثل K ثابت النابض الفعلي وM كتلة المهتز الميكانيكي. توجد هذه العبارات المبسطة "الفعالة" مجموعة معقدة من معادلات المرونة تحكم الاستجابة الميكانيكية لهذه الأغراض. إذا قمنا بتصغير حجم الأداة الميكانيكية مع الحفاظ على شكلها الإجمالي، عندها يزداد التردد الأساسي ω_0 خطياً مع تناقص الأبعاد، وهذا أمر بديهي لأن الكتلة تتناسب مع حجم المهتز الميكانيكي، في حين إن ثابت النابض الفعلي من أجل تشوهات الثني يزداد مع تناقص طوله.

إن أثر ازدياد التردد هنا مهم لأن استجابة ترددية عالية تترجم مباشرة إلى استجابة زمنية سريعة للقوى المطبقة. وهو يؤدي أيضاً إلى أن استجابة سريعة يمكن تحقيقها بدون كلفة صنع بنى جامدة. أضف إلى ذلك أن ثابت نابض صغير يعطي استجابة ميكانيكية عالية جداً.



الشكل 65.8: مجموعة من NEMS من SiC تحت الميكرومترية والمضاعفة الشد وترددات تجاوب أساسية من 2 إلى 134MHz

عن: **M. L. Roukas, "Nanoelectromechanical Systems," paper presented at: *Technical Digest of the 2000 Solid-State Sensor and Actuator Workshop*, Hilton Head Island, SC, June 2000, pp. 1-10.**

يعتمد شكل الاهتزازات والترددات الناتجة على طريقة شد العوارض. يمكن تحقيق ثلاث نسخ في أداة معينة: (i) كلتا النهايتين مشدودتان أو حرتان و(ii) كلتا النهايتين مثبتتان و(iii) عارضة معلق مشدود من جهة واحدة (دعامة).

يبدو في الشكل 65.8 صورتان لعوارض SiC مضاعفة الشد، وتكون أبعاد العوارض مختلفة وهي تبدي ترددات أساسية لاهتزازات الثني، تتغير من 2 إلى 134 MHz. يظهر الجدول 2.8 ترددات أنماط الثني الأساسي لعوارض رقيقة من مواد مختلفة (GaAs, Si, SiC) وأبعاداً تغطي المجال من النظم الميكانيكية الميكروية إلى النظم النانوية ضمن النمط النانوي. يمثل العمود الأخير من الجدول 2.8 الأبعاد التي يمكن الوصول إليها حالياً بالطبع الضوئي المتقدم بشعاع الإلكترونات. وللمواد SiC وSi

وGaAs أهمية خاصة لأنها متوفرة بنقاء عالٍ كطبقات أحادية البلورة في البنى المتباينة المنماة طبقياً. إن أعداد الجدول 2.8 تمثل متوسطات تقريبية للاتجاهات البلورية المستخدمة عادة. ومن الملاحظ أنه من أجل بنى من نفس الأبعاد، يعطي Si ترددات بعامل في اثنين وSiC بعامل ثلاثة، أعلى من تلك التي تعطيها أدوات GaAs. تعكس هذه الزيادة سرعة صفحة الصوت الزائدة إضافة إلى صلابة أعلى للمواد.

وعليه يمكن بناء مهتزات ميكانيكية بترددات أساسية أكثر من 10 $GHz\left(10^{10}Hz\right)$ باستخدام عمليات معالجة السطوح النانوية التي تستخدم الطبع الضوئي النانوي الأحدث بسلّم 10 نانومتر.

الجدول 2.8: التردد الأساسي المقدر بدلالة الهندسة من أجل مهتزات ميكانيكية من SiC وSi وGaAs

أبعاد المهتز $L_x \times L_y \times L_z$ (μm)			
$10 \times 0.2 \times 0.1$	$1 \times 0.05 \times 0.05$	$0.1 \times 0.01 \times 0.01$	الشروط الحدية
SiC, Si, GaAs	SiC, Si, GaAs	SiC, Si, GaAs	المادة
12, 7.7, 4.2 MHz	590, 380, 205 MHz	12, 7.7, 4.2, GHz	كلتا النهايتين مسدودتان أو حرتان
5.3, 3.4, 1.8 MHz	260, 170, 92 MHz	5.3, 3.4, 1.8 GHz	كلتا النهايتين مثبتتان
1.9, 1.2, 0.65 MHz	93, 60, 32 MHz	1.9, 1.2, 0.65 GHz	الدعامة

عن: M. L. Roukas, "Nanoelectromechanical Systems," paper presented at: *Technical Digest of the 2000 Solid-State Sensor and Actuator Workshop*, Hilton Head Island, SC, June 2000, pp. 1-10.

عامل النوعية

هنالك معامل آخر يميز مدى تبدد الطاقة في NEMS ويدعى عامل النوعية Q (quality factor). إذا عرفنا زمن التخامد لاهتزازات الثني (flexural vibration) لعارضة في NEMS، τ_d عندها يكون $\omega_0\tau_d \approx Q$. ويكون عامل النوعية من أجل NEMS في خلاء متوسط ذا قيمة في المجال 10^3 إلى 10^5. وهذا يتخطى عامل النوعية

المحقق عادة من أجل مهتزات كهربائية (في الأمواج الدقيقة). تعود الدرجة الصغيرة إلى تبدد الطاقة العطالية في NEMS إلى حساسية القوة التي يمكن بلوغها، وكذلك إلى مستويات استطاعة العمل المنخفضة.

مستوى طاقة العمل المميز

تتطلب تطبيقات مهتزات NEMS استخدام نمط اهتزازي محدد، يكون عادة أحد أنماط الثني الأخفض. يمكن الوصول إلى فهم خشن للاستطاعة الدنيا اللازمة ليعمل الــNEMS باستخدام شرط الثني كما يلي:

تساوي الطاقة الوسطى عند التوازن لنمط كهذا الطاقة الحرارية k_BT. ولتنفيذ عملية، يجب أن تكون طاقة إشارة الدخل الخارجية أكبر من الطاقة الحرارية. ويكون قياس الزمن المميز للتبادل الطاقة بين النمط عند التردد، ويكون قياس الزمن المميز للتبادل الطاقة بين النمط عند التردد ω_0 والمحيط مساوياً لزمن التخامد فقط $\tau_d = \frac{\phi}{\omega_0}$،

وعليه تكون استطاعة الإشارة الدنيا التي يجب تطبيقها على النظام لتسييره إلى مطال فوق التذبذب الحراري تحقق بالعلاقة:

$$P > P_{\min} = k_B T, \qquad \tau_d = \frac{k_B T \omega_0}{Q}.$$

نمثل في الجدول 3.8 قيم P_{min} من أجل ترددات وعوامل نوعية مختلفة في درجة حرارة الغرفة. يمكن أن تكون الاستطاعة الدنيا صغيرة جداً من أجل NEMS كما يبين الجدول 3.8. ومن أجل أبعاد الأدوات التي يمكن الوصول إليها اليوم عبر الطبع الضوئي بواسطة حزمة الالكترونات، يكون المستوى المميز من رتبة عشرات الأتوواط ($W10^{-17}$). وهذا أصغر بأضعاف مضاعفة لتبدد الاستطاعة في النظم المعاصرة من التعقيد نفسه والتي تعتمد على الأدوات الرقمية التي تعمل بإشارات كهربائية فقط.

الجدول 3.8: مستويات استطاعة عمل نظم NEMS
(نذكر أن 1 أتوواط = 1 aW = 10^{-18}W)

الاستطاعة الصغرى P_{min}	عامل النوعية Q	التردد ω_0
40 aW	10 000	100 MHz
4 aW	100 000	100 MHz
400 aW	10 000	1 GHz
40 aW	100 000	1 GHz

عن: **M. L. Roukas, "Nanoelectromechanical Systems," paper presented at: Technical Digest of the 2000 Solid-State Sensor and Actuator Workshop, Hilton Head Island, SC, June 2000, pp. 1-10.**

المجال الحركي لنظام NEMS

من الواضح، بحسب الجدول 3.8 أن نظم NEMS يمكنها أن تعطي أنواعاً جديدة من معالجة الإشارة الكهرميكانيكية ذات الاستطاعة المنخفضة جداً. إلا أن تحقيق هذه المزايا الممكنة ليست بالمهمة السهلة. ولاستخدام كامل إمكانيات NEMS، يجب أن يكون مخطط التحسس للإزاحة قادراً على توفير دقة انزياح العارضة بمستوى التذبذب الميكانيكي الحراري. في الواقع، يحدث عند درجة حرارة منتهية تذبذبات ميكانيكية دائماً، وبالتالي يكون هنالك انزياحات صغيرة عشوائية (مشوشة) ΔZ_T للعارضة. يمكن تقدير هذه الانزياحات بمساواة الطاقة الكامنة للمهتز $\frac{1}{2}K(\Delta Z_T)^2$ مع الطاقة الحرارية k_BT، الأمر الذي يعطي مطال هذه الاهتزازات المحرضة حرارياً بالعلاقة: $\Delta z_T = \sqrt{\frac{2k_BT}{K}}$.

وكما أشرنا أعلاه، يتناقص ثابت النابض K مع تضاؤل أبعاد العارضة. وعليه ترتبط الانزياحات المحرضة حرارياً مع الطول L بالعلاقة $\Delta Z_T \,\alpha\, 1/\sqrt{L}$. وفي الوقت

نفسه يتناقص مطال إشارة الاهتزازات لأداة ميكانيكية (في نمط العمل الخطي) بتناسب مباشر مع حجمها. من المهم تقدير ما يدعى بالمجال الحركي لنظام NEMS خطي. ولحساب هذا المجال، نحتاج إلى تعريف مطال الانزياح الموافق إلى بداية الجزء اللاخطي. تقتضي اللاخطية أنه في نشر السلاسل القول للطاقة الكامنة المرنة، يصبح الحد الأكبر بعد الحد المربع (أي بعد حد قانون هوك Hookes' law) مهماً. يمكن ترجمة هذا الشرط، من أجل عارضة مثبتة من الطرفين، بالعلاقة $0.5L_z \approx \Delta Z_N$.

يعتمد هذا الشرط على سماكة العارضة فقط L_Z في اتجاه الاهتزازات، يمكن تعريف المجال الحركي الخطي لــNEMS بأنه نسبة بدء اللاخطية ΔZ_N إلى الانزياح الحراري ΔZ_T: $DR = 10\ln\left(\frac{\Delta Z_N}{\Delta Z_T}\right)$. يلقي المثال التالي الضوء على الانزياحات المميزة والمجال الحركي في نظام NEMS صغير نسبياً. لنأخذ بنية Si معلقة أبعادها $0.01\text{µm}\times0.01\text{µm}\times0.1\text{µm}$ بعامل نوعية $Q = 10^4$ عند حرارة K300=T عندها نجد $\Delta Z_T \approx 0.09nm$ و $\Delta Z_N \approx 5nm$. ومن أجل هذه المعاملات نحصل على قيمة مجال حركي كبيرة تقارب 40.

تشير هذه الاعتبارات والتقديرات إلى منطقتين بالغتي الأهمية لهندسة نظم NEMS اللازمة لإعطاء أنماط من فيمتوواط إلى بيكوواط (أي $10^{-15}W$ إلى $10^{-12}W$): (i) تطوير لواقط فائقة الحساسية قادرة على إعطاء دقة انزياحات معززة مع ترددات أعلى وتزداد مع تناقص أبعاد الأداة تدريجياً. (ii) تطوير تقنيات مخصصة لتعمل في كل المجال الحركي لنظم NEMS. وكما درسنا سابقاً، فإن تقنيات المجهر اليوم قادرة على تحسس وقياس الانزياحات الفائقة والمقدرة كمياً.

والنتيجة، يتألف النظام الكهرميكانيكي النانوي من مجاوب ميكانيكي بأبعاد تحت ميكرونية يرتبط بأداة إلكترونية بأبعاد قريبة. يمكن للمجاوب الميكانيكي أن يكون بهندسة بسيطة كدعامة (عارضة معلقة ومثبتة في نهاية واحدة) أو جسر (عارضة معلقة ومثبتة في النهايتين) ومصنوعة من مواد كالسيليكون باستخدام بتقنيات الطبع الضوئي وغيرها

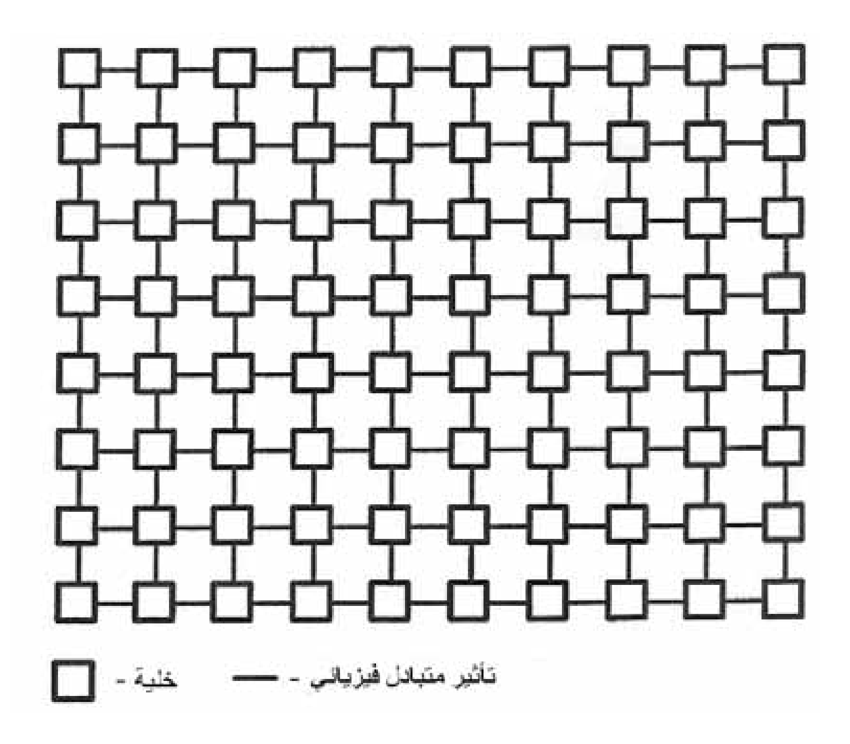
التي تشبه تلك المستخدمة لصنع الدارات المتكاملة. وبفضل أبعادها تحت الميكرومترية والنانومترية، يمكن للمجاوبات الميكانيكية أن تهتز بترددات تمتد من بضع ميغاهرتز إلى حوالى جيغاهرتز. تتعدى عوامل النوعية لهذه المجاوبات تلك الموافقة لمجاوبات الأمواج الميكروية. يعمل NEMS بتبديد طاقة صغير في مجال حركي واسع. تفتح خواص NEMS هذه الطريق إلى عدد من التطبيقات تمتد من معالجة الإشارة إلى الكواشف الحديثة.

8.8 مؤتمتات النقاط الكمومية الخليوية

كما ناقشنا سابقاً، فإن المنحى العام هو أن تحسين التقانة يقود إلى تصغير تدريجي للأدوات الإلكترونية وتوسيع وظائفها. إلا أنه ومع وضع أدوات أكثر وأكثر في نفس المساحة فإن الحرارة المولدة خلال دورة التبديل لا يمكن إزالتها مما يؤدي إلى محدودية في سرعة العمل. أضف إلى ذلك، أن التوصيلات بين الأدوات لا يمكن تصغيرها بالتوافق مع تصغير الأدوات بسبب آثار مقاومة مكثفة الأسلاك. وهذه الظاهرة قد تؤدي إلى عنق زجاجة التوصيل. نحتاج في هذه الحالة إلى مقاربات على النقاط الكمومية المرتبة موضعياً كمصفوفات شبيهة بالمؤتمتات الخليوية. إن الفكرة الأساسية لعمل مؤتمتات النقاط الكمومية الخيوية هي أن نرمّز المعلومة باستخدام شحنات مجموعة من النقاط الكمومية. ومن المهم ذكر أن المعلومة في مؤتمتات النقاط الكمومية الخليوية محتواة في ترتيب شحنات النقاط، بدلاً من حركة الشحنات (أي التيار).

يمكننا القول إن الأدوات تتفاعل بارتباط كولون بدلاً من التيار عبر الأسلاك. يوضح الشكل 66.8 مصفوفة خلايا مترابطة موضعياً. يمكن لترتيب كثيف لنقاط كومية في السلم النانوي أن يوفر التأثيرات المتبادلة الفيزيائية اللازمة داخل المصفوفة.

تحدد هذه التأثيرات المتبادلة الفيزيائية بين هذه العناصر، بالإضافة إلى طبولوجيا النظام، الوظيفة الكلية للمصفوفة.



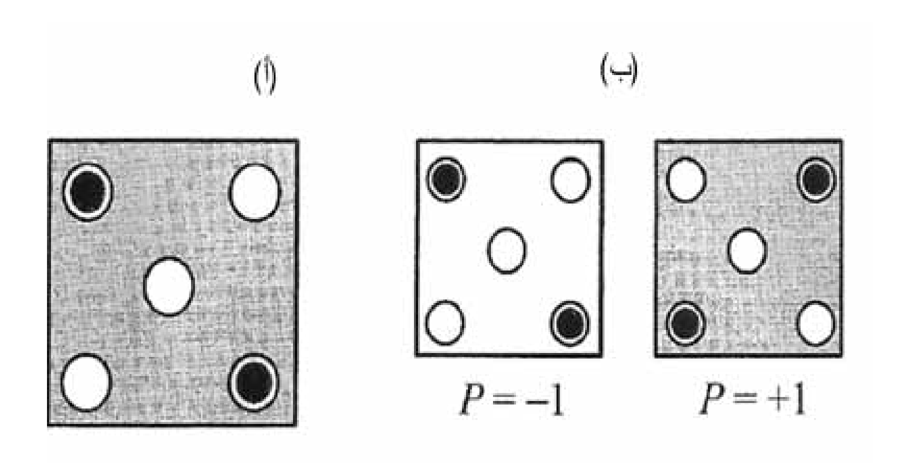
الشكل 66.8: صورة مخطط لمصفوفة خليوية مع توصيلات بينية عبر التأثير المتبادل الفيزيائي.

كما ناقشنا في الفقرة 5.5، فإن تقانات تنمية ومعالجة مصفوفات النقاط الكمومية موجودة حالياً. وهي تسهل تصنيع النقاط الكمومية مع الخواص اللازمة، والترتيب... الخ

تدعى اللبنة الأساسية في مؤتمتات النقاط الكمومية الخليوية، بالخلية. يظهر الشكل 67.8 (أ) مثل هذه الخلية. تتألف الخلية من أربع نقاط كمومية (على الأقل) موضعة في زوايا مربع. تحوي الخلية إلكترونين زائدين، يسمح لهما بالمرور النفقي بين النقاط الكمومية المتجاورة في الخلية. نفترض أن العبور النفقي إلى خارج الخلية تزيله الحواجز الكمونية بين الخلايا.

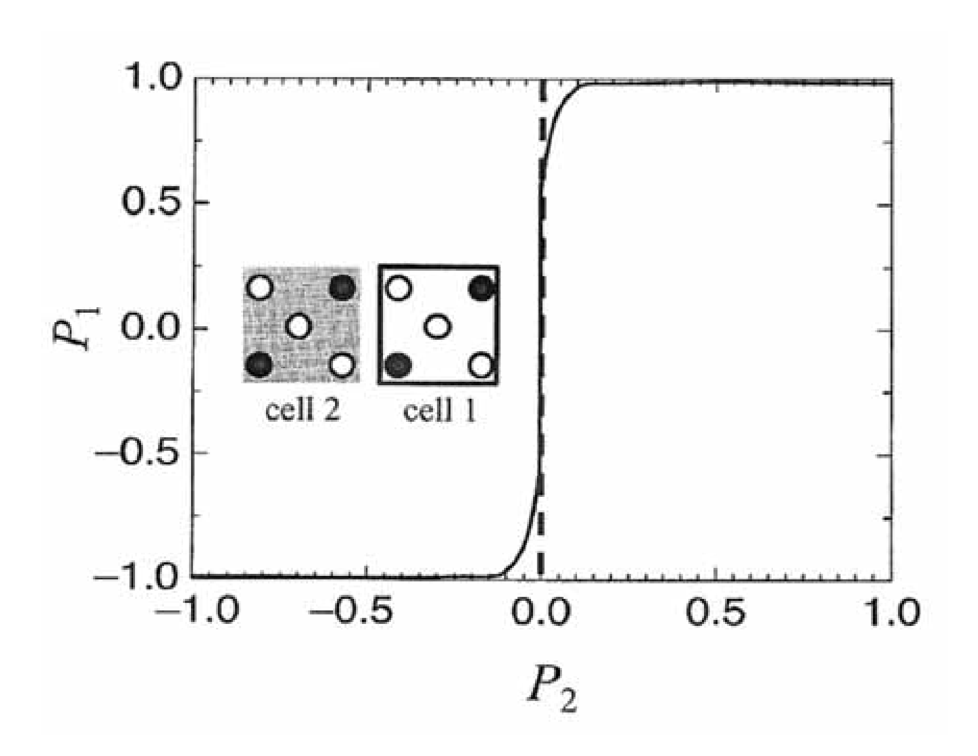
إن النبذ الكولوني بين الإلكترونات ينحو إلى وضعها في مكنة متقابلة قطرياً في المربع، هنالك توضعان متكافئان طاقياً للإلكترونيات الزائدة من أجل خلية معزولة. نرمز لهذين التوضعين كاستقاطبي خلية P= 1+ وP= 1−. نستخدم الاستقطاب لترميز معلومة

ثنائية. فمثلاً P= +1 يمثل 1 ثنائي وP= −1 يمثل 0 ثنائي. ولن يكون هذان الاستقطابان متكافئين طاقياً بوجود خلية أخرى في الجوار.



الشكل 67.8: خلية نقاط كمومية مؤلفة من خمس نقاط مع إلكترونين في الخلية: (أ) يسبب النبذ الكولوني (Coulomb repulsion) أن يشغل الإلكترونان المكانين المتقابلين قطرياً. (ب) تنتج حالتين ثنائيتي الاستقرار استقطابين مختلفين

عن: S. Craig [et al.], "Bistable Saturation in Coupled Quantum Dots for Quantum Cellular Automata," ***Applied Physics Letters*****: vol. 62 (1993), p. 714 © 1993 American Institute of Physics.**



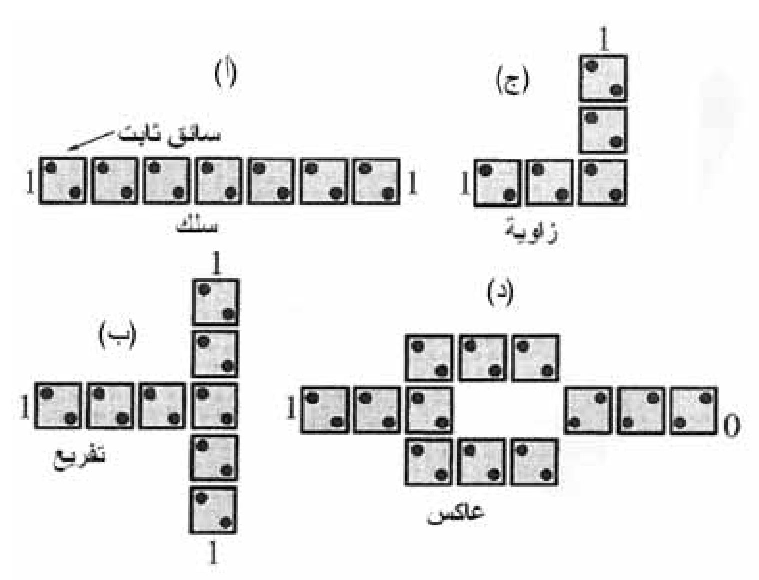
الشكل 68.8: استجابة خلية– خلية. تسبب الخلية المستقطبة 1 استقطاب الخلية 2 بفضل نبذ كولون للإلكترونات التي تشغل الخليتين. تلعب اللاخطية الشديدة نفس الدور الذي يلعبه الربح في الأداة الرقمية التقليدية

عن: S. Craig [et al.], "Bistable Saturation in Coupled Quantum Dots for Quantum Cellular Automata," ***Applied Physics Letters*****: vol. 62 (1993), p. 714 © 1993 American Institute of Physics.**

يظهر الشكل 68.8 كيف تتأثر خلية بحالة خلية مجاورة. توضح النافذة خليتين حيث يتحدد الاستقطاب p_1 باستقطاب الجار P2 عبر التأثير المتبادل للإلكترونات في الخلتين. لنفرض أن للاستقطاب p_2 قيمة معطاة توافق تشكيلاً ما لشحنة الخلية 2. ويسبب نبذ الشحنة تعطى استجابة الخلية 1 بالارتباط اللاخطي المبيّن في الشكل 68.8 يكفي عدم تناظر صغير في شحنة الخلية 2 لكسر التردي بين حالتين ممكنتين للخلية 1، ويؤدي إلى نفس تشكيل الخلية 2. وعليه فإن تثبيت استقطاب خلية عند الحافة في بعض توضعات

الخلايا، عن طريق انحياز خارجي يحدد استقطاب الخلايا عند الحواف الأخرى، يتوقف الاستقطاب على تشكيلة الخلايا.

يجري بناء الدارة في مقاربة مؤتمتات الكمومية الخليوية، بتشكيل من الخلايا. يظهر الشكل 69.8 بعض عناصر مؤتمتات النقاط الكمومية الخليوية. إن الشكل 69.8 (أ) سلك ثنائي. يجري تثبيت استقطاب الخلية اليسرى وهي تمثل الدخل، عندها تتحاذى بقية الخلايا بما فيها خلية الخرج بنفس الاستقطاب لأنه المفضل طاقياً. يؤدي قلب قطبية خلية المدخل إلى قلب كل الخلايا الأخرى. وخلال هذه الإجرائية، لا يمر أي تيار مباشر في الدارة. تسعى الخلايا المتوضعة قطرياً إلى عدم المحاذاة. تستخدم هذه الخاصة لبناء عناصر منطقية أخرى. يظهر الشكل 69.8 حالة تفريع (ب) وزاوية (ج) وعاكس (د).



الشكل 69.8: أمثلة على مصفوفات مؤتمتات بالنقاط الكمومية الخليوية الأبسط: سلك أو زاوية أو تفريع وعاكس

عن: **Y. Ono [et al.], "Manipulation and Detection of Single Electrons for Further Information Processing," *Journal of Applied Physics*: vol. 97, 031101 (2005) © 2005 American Institute of Physics.**

وختاماً، تستثمر مؤتمتات النقاط الكمومية الخليوية التأثيرات المتبادلة بين النقاط الكمومية في البعد النانوي. إنها قادرة على إنجاز كل العمليات اللازمة لمعالجة الإشارة، ليس هناك تيار في الدارات المبنية على أساس المؤتمتات الكمومية. تمثل مقاربة مؤتمتات النقاط الكمومية الخليوية بديلاً نانويَ البعد للإلكترونيات الدقيقة والإلكترونيات النانوية التقليدية.

9.8 ملاحظات ختامية

درسنا في هذا الفصل أدوات نانوية البنية عديدة ومختلفة. نصنف هذه الأدوات في مجموعتين. الأولى يمثل الأدوات المؤسسة على مبادئ العمل التقليدية المعتادة ولكن مصغرة كثيراً. يسهل هذا التصغير تحسين أداء الأدوات ويحل بعض الصعوبات الأساسية التي لا يمكن التغلب عليها في الإلكترونيات الدقيقة. تتضمن هذه الأدوات ترانزستورات الأثر الحقلي والترانزستورات الثنائية القطبية.

تتألف المجموعة الأخرى من الأدوات النانوية البنية التي تعتمد مبادئ فيزيائية جديدة. نذكر بين هذه الأدوات الديودات النفقية التجاوبية وهي أبسط أدوات كمومية. وبما أن لهذه الأدوات أبعاد نانوية، تمتلك أزمنة عبور قصيرة جداً لنقل الحوامل عبر البنى مما يؤدي إلى إمكانية توليد اهتزازات كهرومغنطيسية بترددات عالية جداً حتى مجال تردد التيراهرتز. ولقد درسنا، كأمثلة للمبادئ الجديدة من أجل أدوات إلكترونية ثلاثية الأقطاب (ترانزستورات)، التداخل الكمومي وترانزستورات الإلكترونات الحارة التي تمتلك كموناً كبيراً للعمل بسرعة فائقة.

ولقد ركزنا على أمثلة ليزرات الآبار الكمومية والأسلاك الكمومية مع حقن ثنائي القطبية وليزر الشلال الكمومي المتعدد الطبقات. وذلك لإيضاح مساهمة البنى النانوية في الأدوات الضوئية. إن الليزر الأخير أداة أحادية القطب، أي إنه يستخدم نوعاً واحداً من الحوامل (إلكترونات). يؤدي استثمار البنى النانوية إلى تناقص كبير في تيار العتبة اللازم لتوليد الليزر وفي توسيع أطياف الإصدار.

ولقد درسنا بعض النظم الكهرميكانيكية النانوية مع المهتزات الميكانيكية التي يمكن أن تتذبذب بترددات من بضع ميغاهرتز إلى 1 GHz، وتمتلك عوامل نوعية تتخطى بسهولة تلك العائدة إلى مهتزات الأمواج الميكروية العادية، وهذا يؤدي إلى أن النظم الكهرميكانيكية النانوية تعمل بتبديد استطاعة منخفض. تفتح هذه الخواص الطريق لعدد من التطبيقات، تمتد من معالجة الإشارة إلى الكواشف/الحساسات الحديثة.

وأخيراً قمنا بتوصيف نظم مبتكرة لمعالجة الإشارة مبنية على مؤتمتات النقاط الكمومية الخليوية. تستثمر هذه المؤتمتات التأثيرات المتبادلة بين النقاط الكمومية في السلم النانوي. تمثل هذه المقاربة بديلاً نانوياً للإلكترونيات الدقيقة والإلكترونيات النانوية التقليدية.

إن توصيف الأدوات النانوية، البنية الذي قدمناه هنا ليس كاملاً. يمكن أن نجد معلومات إضافية حول التصغير التقليدي إلى الأدوات النانوية الأبعاد وديودات التجاوب لنفقي الثنائية الحاجز، والليزرات في الكتب التالية:

- M. Shur, *Physics of Semiconductor Devices* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1990).
- S. M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices* (New York: Wiley, 1981).
- V. V. Mitin, V. A. Kochelap, M. A. Stroscio, *Quantum Heterostructures* (New York: Cambridge University Press, 1999).

تصف المراجع التالية نقل الإلكترون الوحيد:

- K. K. Likhrarev, "Correlated Discrete Transfer of Single Electrons in Ultrasmall Tunnel Junctions," *IBM Journal of Research and Development*: vol. 2 (1988), p. 144.

- Marc A. Kastner, “The Signal Electron Transistor,” *Reviews of Modern Physics*: vol. 64 (1992) p. 849.

- Y. Ono [et al.], “Manipulation and Detection of Single Electrons for Further Information Processing,” *Journal of Applied Physics*: vol. 97, 031101 (2005).

يعطي الكتاب التالي عرضاً مفصلاً للنظم الكهرميكانيكية النانوية:

- A. N. Cleland, *Foundations of Nanomechanics* (Berlin: Springer Verlag, 2003).

ملحـــق: جداول الوحدات

الجدول (1)
قاعدة جملة الوحدات الدولية القياسية

Quantity الكمية	Unit الوحدة	
	Name الاسم	Symbol الرمز
Length الطول	meter متر	m
Mass الكتلة	kilogram كيلوغرام	kg
Time الزمن	second ثانية	s
Electric current التيار الكهربائي	ampere أمبير	A
Temperature الحرارة	kelvin كالفن	K
Amount of substance كمية المادة	mole مول	mol

الجدول (2)
الوحدات المشتقة من الجملة الدولية (SI)

الكمية Quantity	الوحدة Unit		
	الاسم Name	الرمز Symbol	المكافئ Equivalent
Plane angle الزاوية المشتقة والمستوية	radian	rad	m/m = 1
Solid Angle الزاوية الصلبة	steradian	sr	$m^2/m^2 = 1$
Speed, velocity السرعة			$m\ s^{-1}$

يتبـع

تابـع

Acceleration التسارع			$m\ s^{-2}$
Angular velocity السرعة الزاوية			$rad\ s^{-1}$
Angular acceleration التسارع الزاوي			$rad\ s^{-2}$
Frequency التردد	hertz	Hz	s^{-1}
Force القوة	newton	N	$kg\ m\ s^{-2}$
Pressure, stress الضغط – الإجهاد	pascal	Pa	$N\ m^{-2}$
Work, energy, heat الشغل – الطاقة – الحرارة	joule	J	$N\ m$, $kg\ m^2\ s^{-2}$
Impulse, momentum الاندفاع – العزم			$N\ s$, $kg\ m\ s^{-1}$
Power الاستطاعة، القدرة	watt	W	$J\ s^{-1}$
Electric charge الشحنة الكهربائية	coulomb	C	A s
الكمون الكهربائي، القوة المحركة الكهربائية Electric potential, emf	volt	V	$J\ C^{-1}$, $W\ A^{-1}$
Resistance المقاومة	ohm	Ω	$V\ A^{-1}$
Conductance الناقلية	siemens	S	$A\ V^{-1}$, Ω^{-1}
Magnetic flux التدفق المغناطيسي	weber	Wb	Vs
Inductance التحريض	henry	H	$Wb\ A^{-1}$
Capacitance السعة	farad	F	$C\ V^{-1}$
Electric field strength شدة الحقل الكهربائي			$V\ m^{-1}$, $N\ C^{-1}$
Magnetic flux density كثافة التدفق المغناطيسي	tesla	T	$Wb\ m^{-2}$, $N\ A^{-1}\ m^{-1}$
Electric displacement الانزياح الكهربائي			$C\ m^{-2}$
Magnetic field strength شدة الحقل المغناطيسي			$A\ m^{-1}$
Celsius temperature درجة الحرارة المئوية	degree Celsius	°C	K



تابـــع

Luminous flux تدفق الضوء	lumen	lm	cd sr
Illuminance تدفق الضوء	lux	lx	$lm\ m^{-2}$
Radioactivity النشاط الإشعاعي	becquerel	Bq	s^{-1}
Catalytic activity النشاط الحفزي	katal	kat	$mol\ s^{-1}$

الجدول (3)
الثوابت الفيزيائية

Constant الثابت	Symbol الرمز	Value القيمة	Units الوحدة
Speed of سرعة الضوء في الخلاء light in vacuum	c	2.9979×10^{8} $\approx 3 \times 10^{8}$	$m\ s^{-1}$
Elementary الشحنة الابتدائية charge	e	1.602×10^{-19}	C
Electron mass كتلة الإلكترون	m_0	9.11×10^{-31}	kg
نسبة شحنة الإلكترون إلى كتلته Electron charge to mass ratio	e/m_0	1.76×10^{-11}	$C\ kg^{-1}$
Proton mass كتلة البروتون	m_p	1.67×10^{-27}	kg
Boltzmann ثابت بولتزمان constant	k_B	1.38×10^{-23}	$J\ K^{-1}$
Gravitation constant ثابت الجاذبية	G	6.67×10^{-11}	$m^3\ kg^{-1}\ s^{-2}$
Standard التسارع القياسي للجاذبية acceleration of gravity	g	9.807	$m\ s^{-2}$
Permittivity of free سماحية الخلاء space	$\in_0^{-19}/(36\pi)$	8.854×10^{-12}	$F\ m^{-1}$
Permeability of free نفوذية الخلاء space	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ $\approx 10^{-19}/36\pi$	$H\ m^{-1}$
Planck's constant ثابت بلانك	h	6.6256×10^{-34}	J s

يتبـــع

تابــع

Impedance of free space ممانعة الخلاء	$n_0 = \sqrt{\mu_0/\in_0}$	$376.73 \approx 120\pi$	Ω
Avogadro constant ثابت أفوغادرو	NA	6.022×10^{-23}	mol^{-1}

الجدول (4)
البادئات القياسية المستخدمة في جملة الوحدات الدولية

البادئة Prefix	الاختصار Abbreviation	المعنى Meaning	البادئة Prefix	الاختصار Abbreviation	المعنى Meaning
atto-	a-	10^{-18}	deka-	da-	10^{1}
femto-	f-	10^{-15}	hecto-	h-	10^{2}
pico-	p-	10^{-12}	kilo-	k-	10^{3}
nano-	n-	10^{-9}	mega-	M-	10^{6}
micro-	µ-	10^{-6}	giga-	G-	10^{9}
milli-	m-	10^{-3}	tera-	T-	10^{12}
centi-	c-	10^{-2}	peta-	P-	10^{15}
deci-	d-	10^{-1}	exa-	E-	10^{18}

الجدول (5)
تحويل الوحدات الدولية إلى وحدات غاوس

الكمية Quantity	وحدات الجملة الدولية SI unit	وحدات غاوس Gaussian units
Length الطول	1 m	10^2 cm
Mass الكتلة	1 kg	10^3 g
Force القوة	1 N	10^5 dyne = 10^5 g cm s^{-2}
Energy الطاقة	1 J	10^7 erg = 10^7 g cm^2 s^{-2}
1 eV = 1.602×10^{-19}J = 1.602×10^{-12} erg		

ثبت المصطلحات
عربي ــ إنجليزي

إبطال	annihilation
آثار الإلكترونات الحارة	hot-electron effects
آثار الحجم التقليدي الانتشاري	diffusive classical size effects
آثار الحجم التقليدي المستعرض	transverse classical size effects
آثار الحجم الكمومي	quantum size effects
أثر الحرارة	temperature effect
أثر ستارك	Stark effect
أثر نفقي	tunneling effect
أجهزة أحادية الإلكترون	single-electron devices
أجهزة التجاوب الضوئي المفتوحة	open optical resonators
الإحصاء الفيزيائي	physical statistics
إحصاء فيرمي	Fermi statistics
أداة أحادية القطبية	unipolar device
أداة ميزوسكوبية (صغيرة)	mesoscopic device
الأدوات الإلكترونية الضوئية	optoelectronic devices
الأدوات ذات الأثر الحقلي	field-effect devices
أدوات محكومة بالجهد	voltage-controlled devices
أريكة	armchair

phase shift	إزاحة الصفحة
two possible polarizations of the electromagnetic wave	استقطابان ممكنان للموجة الكهرطيسية
spontaneous emission of a photon	الإصدار الفوري لفوتون
emission of a photon	إصدار فوتون
stimulated emission	إصدار محرض
surface reconstruction	إعادة بناء السطح
energy splitting	اقتسام الطاقة
discrete energy portions	أقسام طاقة منفصلة
electron affinity	ألفة الإلكترون
hot electrons,	الإلكترونات الحارة
warm electrons	إلكترونات دافئة
microelectronics	إلكترونيات دقيقة
nanoelectronics	إلكترونيات نانوية
intraband absorption	امتصاص عبرالحزم
absorption of one photon	امتصاص فوتون واحد
electromagnetic waves in free space	الأمواج الكهرطيسية في الخلاء
standing waves	الأمواج المستقرة
reflected waves	الأمواج المنعكسة
incident waves	الأمواج الواردة
incoherent waves	الأمواج غير المترابطة
traveling plane waves	أمواج متنقلة مستوية
carbon nanotubes	أنبوب كربون نانوي
single-walled nanotube	أنبوب نانوي أحادي الجدار
inorganic nanotube	أنبوب نانوي لاعضوي
diffusion	انتشار

انتقالات الضوء بين الحزم	interband phototransitions
الانتقالات الضوئية	phototransitions
انحياز أمامي	forward bias
انحياز عكسي	reverse bias
اندفاع	momentum
الأنزيمات	enzymes
أنصاف النواقل المتعددة الوديان	many-valley semiconductors
أنصاف النواقل ذات فجوة طاقة عريضة	wide-bandgap semiconductors
أنصاف نواقل مركبة	compound semiconductors
أنماط	modes
أنماط الثني	flexural modes
أنماط طولية	longitudinal modes
أنماط مستعرضة	transverse modes
اهتزازات بلا نقاط	zero-point vibrations
أوليغونيكليوتيدات	oligonucleotides
إيصال معقد	complex conductivity
ببتيدات	peptides
بتر ليزري	laser ablation
بروتينات	proteins
بعثرة	scattering
بعثرة لامرنة	inelastic scattering
بلا بعد	zero-dimensional
بلور	crystal
البنى المتباينة	heterostructures
البنى المتباينة ذات البوابة	gated heterostructures
بنى بوابة شوتكير	Schottky-gate structures

traditional low-dimensional structures	بنى تقليدية صغيرة الأبعاد
ungated heterostructures	بنى متباينة بدون بوابة
pseudomorphic heterostructures	بنى متعددة . . كاذبة
anisotropic two-dimensional layered structures	بنى مطبقة ثنائية الأبعاد غير متناظرة
normally off structure	بنية في حالة إطفاء بشكل طبيعي
normally on structure	بنية في حالة تشغيل بشكل طبيعي
cascade structure	بنية متلاحقة
triblock polymer	بوليمير ثلاثي الكتلة
distribution function	تابع التوزيع
work function	تابع العمل
Fermi distribution function	تابع توزع فيرمي
radially symmetric function	تابع متناظر قطرياً
wavefunction	تابع موجي
one-particle wavefunction	تابع موجي أحادي الجسيم
non-stationary wavefunction	تابع موجي غير مستقر
stationary wavefunction	تابع موجي مستقر
spin-orbit interaction	تأثير متبادل لف-مدار
parametric resonance	تجاوب وسيطي
velocity overshoot	تجاوز السرعة
radiative recombination	تجمع مشع
biomolecule-inorganic cluster hybrid	تجمع هجين ثنائي الجزيئات لاعضوي
optical excitation	التحريض الضوئي
wave interference	تداخل الموجات
constructive interference	تداخل بناء
destructive interference	تداخل مدمر

coherence length	ترابط الطول
modulation-doped FET	ترانزستور ذو أثر حقلي متغير الإشابة
single-electron transistor	ترانزستور أحادي الإلكترون
heterojunction field-effect transistor	ترانزستور الأثر الحقلي المتباين الوصلات
heterostructure field-effect transistor	ترانزستور الأثر الحقلي ذو البنى المتباينة
quantum-interference transistor	ترانزستور التداخل الكمومي
velocity-modulation transistor	ترانزستور تغير السرعة
induced-base transistor	ترانزستور ذو قاعدة محرَضة
transistors	ترانزستورات
potential-effect transistors	ترانزستورات الأثر الكموني
bipolar transistors	ترانزستورات ثنائية القطبية
field-effect transistors	ترانزستورات الأثر الحقلي
hot-electron transistors	ترانزستورات الإلكترونات الحارة
high-electron-mobility transistors	ترانزستورات الإلكترونات عالية الحركية
frequency of single-electron tunneling oscillations	تردد اهتزازات العبور النفقي لإلكترون وحيد
angular frequency	تردد زاوي
high (classical) frequencies	ترددات عالية (تقليدية)
ultra-high (quantum) frequencies	ترددات عالية جداً (كمومية)
low frequencies	ترددات منخفضة
degeneracy of states	تردي الحالات
linear electron concentration	تركيز الإلكترونات الخطي
two-dimensional electron concentration	تركيز الإلكترونات ثنائي الأبعاد
sheet concentration of electrons	التركيز اللوحي للإلكترونات
surface-emitting configuration	تشكيلة إصدار السطح
edge-emitting configuration	تشكيلة الحافة المصدرة

flexural deformations	تشوهات الثني
magnetic resonance imaging	تصوير بالتجاوب المغناطيسي
magnetic resonance force microscopy	تصوير بالمجهر ذي قوة التجاوب المغناطيسي
scanning tunneling microscopy	تصوير بمجهر المسح النفقي
parametric amplification	تضخيم وسيطي
penetration of a particle	تغلغل جسيم
nanotechnology	تقانة نانوية
virtual-crystal approximation	تقريب البلور الوهمي
approximation, virtual-crystal	تقريب، بلور وهمي
approximation, virtual-cathode	تقريب، مهبط وهمي
split-gate technique	تقنية البوابة المنقسمة (المنشطرة)
valence	تكافؤ
quantization of electron motion	تكميم حركة الإلكترون
MBE	تناضد الحزمة الجزيئية
molecular-beam epitaxy	تناضد الحزمة الجزيئية
translational symmetry	تناظر انسحابي
cubic symmetry	تناظر مكعب
point symmetry	تناظر نقطي
strain tensor	تنسور (موتّر) التشوه
spherical functions	توابع كروية
trial wavefunctions	توابع موجية تجريبية
Maxwellian distribution	توزيع ماكسويل
chemical-vapor deposition	توضيع بالأبخرة الكيماوية
CVD	توضيع بالأبخرة الكيماوية
tunneling electric current	تيار كهربائي نفقي

lattice constant	ثابت الشبكة
Planck's constant	ثابت بلانك
Planck's constant, reduced	ثابت بلانك المختزل
hole	ثقب
heavy hole	ثقب ثقيل
light hole	ثقب ضوء
tri-n-octylphosphide	ثلاثي ن أوستيلوسفيد
two-dimensional	ثنائي الأبعاد
wave-particle duality	ثنوية جسيم-موجة
elastic constants	ثوابت مرنة
chemical radicals	جذور كيماوية
isolated islands	جزر معزولة
metallic island	جزيرة معدنية
point particle	جسيم نقطي
Schottky voltage	جهد شوتكي
Schottky barrier	حاجز شوتكي
absorption edge	حافة الامتصاص
stationary states	حالات مستقرة
ground state	(الحالة الأرضية) حالة البدء
stationary-state case	حالة الاستقرار
bonding state	حالة الترابط
antibonding state	حالة عدم الارتباط
degenerate state	حالة متردية
equidistant energy levels case	حالة مستويات الطاقة المتساوية التباعد
Hermite polynomial	حدودية هيرميت
effective temperature	حرارة فعلية

quantum ballistics	حركة القذائف الكمومية
ballistic motion	حركة القذيفة
collisionless motion	حركة بدون تصادم
electron mobility	حركية الإلكترون
split-off valence band	حزام التكافؤ المنقسم (المنشطر)
energy band	حزام الطاقة
energy subband	حزام الطاقة الجزئي
band-to-band	حزام إلى حزام
electron energy band	حزام طاقة الإلكترون
flat band	حزمة مستوية
Coulomb blockade	حصار كولون
etching	الحفر
reactive-ion etching	حفر برد فعل الشوارد
injection	حقن
helicity	حلزونية
amino acids	حموض أمينية
macromolecular cells	خلايا جزيئية كبرى
unit cell	خلية الواحدة
primitive cell	خلية بدائية
turnstile	دوار
period	دور
periodic	دوري
diode	ديود (ثنائي القطبية)
DBRTD	ديود الرنين النفقي متدلي الروابط
laser diodes	ديودات ليزرية
light-emitting diodes	ديودات مصدرة للضوء
DRAM	ذاكرة حية (ذاكرة حركية ذات ولوج عشوائي)

double-barrier resonant-tunneling diode	ذو حاجز مضاعف ديود النفقي المجاوب
thiol bond, 146 TOPO	رابطة ثيول
wavefunction mapping	رسم التابع الموجي
resonators	رنّانات (الأجهزة ذات الرنين)، المهتزات
valence-mismatched bonds	روابط غير متوافقة التكافؤ
dangling bonds	روابط متدلية
wrapping angle	زاوية الالتفاف
chiral angle	زاوية الالتفاف (الحلزنة)
phase time	زمن الصفحة
transit time	زمن العبور
semiclassical transit time	زمن العبور نصف التقليدي
phase velocity	سرعة الصفحة
Fermi surface	سطح فيرمي
wave surfaces	سطوح الموجة
miniature styrene chain	سلسلة مصغرة
quantum wire	سلك كمومي
vertical	شاقولي
lattice	شبكة
superlattice	شبكة فائقة
diamond lattice	شبكة ماسية (ألماسية الشكل)
body-centered cubic lattice	شبكة مكعبة مركزية
face-centered cubic lattice	شبكة مكعبة مركزية الوجوه
quasielectric	شبه كهربائي
quasi-Fermi levels	شبه مستويات فيرمي
polarization charge	شحنة استقطاب
wave intensity	شدة الموجة
cyclic boundary conditions	شروط حدودية دورية

wrapping vector	شعاع الالتفاف
wavevector	شعاع الموجة
wavevector of the electron	شعاع الموجة للإلكترون
one-dimensional wavevector	شعاع موجة أحادي البعد
Bloch form	شكل بلوك
antibodies	الصادات
elastic collision	صدم مرن
photoresists, negative	صماغات سالبة
photoresists, positive	صماغات موجبة
quantum boxes	صناديق كمومية
Drude formula	صيغة درود
Landauer formula	صيغة لاندوير
shot noise	ضجيج الطلقة
valence energy	طاقة التكافؤ
excess energy	الطاقة الزائدة
surface energy	طاقة السطح
total energy	الطاقة الكلية
extra elastic energy	طاقة زائدة المرونة
Fermi energy	طاقة فيرمي
photolithography	الطبع الضوئي
dip-pen nanolithography	طبع نانوي ضوئي بالريشة
spacer layer	طبقة فاصلة
nanolithography methods	طرق الطبع الضوئي النانوية
variation method	طريقة التغيير
thermal diffusion length	طول الانتشار الحراري
wavelength	طول الموجة
inelastic scattering length	طول بعثرة لامرنة

dephasing length	طول تباين الصفحة
bandgap wavelength	طول موجة الفجوة الطاقية
cut-off wavelength,	طول موجة القطع
de Broglie wavelength	طول موجة دوبروغلي
longitudinal	طولي
discrete energy spectrum	طيف طاقة منفصل
insulators	عازل
tunneling	عبور النفق
sequential tunneling	عبور نفقي تتابعي
coherent tunneling	عبور نفقي مترابط
number of quanta	عدد الكمّات
spin number	عدد اللف
wavenumber	العدد الموجي
quantum number	عدد كمومي
non-complementary	عدم التتام
finite lattice mismatch	عدم تطابق شبكة منتهي
relative mismatch	عدم تطابق نسبي
electron shuttle	عربة الإلكترون
angular momentum	عزم زاوي
dispersion relation	علاقة التبعثر
uncertainty relation	علاقة الشك
nanoscience	علوم نانوية
resonant-tunneling process	عملية العبور النفقي المجاوب
turnstile operation	عملية دوارة
highly degenerate electron gas	غاز إلكتروني عالي الانحلال
graphene	الغرافين
growth chamber	غرفة النمو

energy bandgaps	فجوات الطاقة
transmission electron microscopy	فحص بمجهر انتقال الإلكترونات
cross-sectional STM	فحص مقطعي بالمجهر ذي الأثر النفقي
separation by implantation of oxygen	فصل بزرع الأكسجين
photons	فوتونات
base of diode	قاعدة الديود (ثنائي القطبية)
electron-affinity rule	قاعدة ألفة الإلكترون
law of momentum conservation	قانون انحفاظ الاندفاع
law of energy conservation	قانون انحفاظ الطاقة
Ohm's law	قانون أوم
Child's law	قانون تشايلد
Mott-Gurney law	قانون موت-غروني
Moore's law	قانون مور
population inversion	قلب الشاغلين
tunnel channel	قناة النفق
pumping power	قوة الضخ
expectation value	قيمة التوقع
transverse effective masses	كتل فعلية مستعرضة
block copolymers	كتلة البوليميرات المشتركة
isotropic effective mass	كتلة حقيقية متجانسة
density of the distribution	كثافة التوزيع
density of states	كثافة الحالات
intrinsic density	كثافة ذاتية
buckyball fullerenes	كرات بلياردو الفلورين
quanta	كمات
crystalline potential	كمون بلوري
amorphous	لامتجانس

inelastic	لامرن
spin	لف
surface-emitting laser	ليزر إصدار السطح
microlasers	ليزر دقيق أجهزة
unipolar intersubband quantum-cascade laser	ليزر شلال كمومي عبرالحزم أحادي القطبية
intrinsic material	مادة صرفة
Pauli exclusion principle	مبدأ استثناء باولي
superposition principle	مبدأ التراكب
uncertainty principle	مبدأ الشك
basis vectors	متجهات القاعدة
primitive translation vectors	متجهات انسحاب بدائية
Fermi wavevector	متجهة موجة فيرمي
coherent waves	مترابطة أمواج
polycrystalline	متعدد البلورات
acceptors	متقبلون
covalent	متكافئ
complementary	متمم
collector	مجمع
alkanethiol endgroups	مجموعات نهائية ألكانيثيولية
carboxyl endgroups	مجموعات نهائية كربوكسيلية
atomic force microscopy	مجهر ذو القوة الذرية
bonding orbital	مدار الترابط
highest occupied molecular orbital	المدار الجزيئي المشغول الأعلى
lowest unoccupied molecular orbital	المدار الجزيئي غير المشغول الأدنى
atomic orbitals	مدارات ذرية
hybridized orbitals	مدارات مهجنة

range of coordinates	مدى الإحداثيات
range of momenta	مدى العزوم
dynamic range	مدى حركي
elastic moduli	مركبات مرنة
alloy	مزيج
mean free path	متوسط المسار الحر
vacuum level	مستوى الخلاء
Fermi level	مستوى فيرمي
discrete energy levels	مستويات طاقة منفصلة
quasiballistic	مشابه لحركة القذائف
self-consistency problem	مشكلة الانسجام مع الذات
emitter	مصدر
source	مصدر
drain	مصرف
pump	مضخة
single-electron pump	مضخة أحادية الإلكترون
equation, wave	معادلة الموجة
Schrodinger wave equation	معادلة أمواج شرودنغر
Mathieu equation with damping	معادلة ماثيو مع التخامد
transmission coefficient	معامل الانتقال
quality factor	معامل النوعية
Hamiltonian	معامل هامياتوني
metal-oxide-semiconductor FET	معدن-أوكسيد-نصف ناقل ترانزستور ذو أثر حقلي
metal-semiconductor FET	معدن-نصف ناقل ترانزستور ذو أثر حقلي
donors	معطون، مانحون

electric current standard	معيار التيار الكهربائي
criterion for laser oscillations	معيار اهتزازات الليزر
reactor	مفاعل
concept of hole	مفهوم الثقب
differential resistance	مقاومة تفاضلية
finite resistance	مقاومة منتهية
polaron	مقطاب
simple cubic	مكعب بسيط
diagonal components	مكونات قطرية
alligator clips	ملقط بأسنان
impedance	ممانعة
nanowire FET	من سلك نانوي ترانزستور ذو أثر حقلي
first Brillouin zone	منطقة بريلوين الأولى
active region,	منطقة فعالة
Schottky depletion region	منطقة نضوب شوتكي
cathode	مهبط
harmonic oscillator	مهتز توافقي
relative positions	مواضع نسبية
sites	مواقع
antigens	مولدات الضد
wave mechanics	ميكانيك الموجة
gradien	الميلان، التدرج
specific conductivity	ناقلية محددة
finite conductance	ناقلية منتهية
peak-to-valley ratio	نسبة قمة إلى وادي
gyromagnetic ratio	نسبة مغناطيسية دورانية

Bohr radius	نصف قطر بور
direct-bandgap semiconductor	نصف ناقل ذو فجوة حزم مباشرة
indirect-bandgap semiconductor	نصف ناقل ذو فجوة طاقية غير مباشرة
classical ballistic regime	نظام القذائف التقليدي
one-dimensional electron system	نظام إلكترون أحادي البعد
zero-dimensional system	نظام بلا بعد
classical regime	نظام تقليدي
many-electron system	نظام متعدد الإلكترونات
quantum ballistic transport regime	نظام نقل القذائف الكمومي
classical transport regime	نظام نقل تقليدي
mesoscopic transport regime	نظام نقل ميزوسكوبية
quantum regimes of transport	النظم الكمومية للنقل
nanoelectromechanical systems	النظم الكهرميكانيكية النانوية
NEMS	النظم الكهرميكانيكية النانوية
mesoscopic systems	نظم ميزوسكوبية
quantum dots	نقاط كمومية
quantum point contac	نقطة تماس كمومية
single-electron transport	نقل أحادي الإلكترون
one-dimensional transport	نقل أحادي البعد
charge-limited transport	نقل محدود بالشحنة
space-charge-limited transport	نقل محدود بالعلاقة شحنة-فراغ
quasiballistic transport	نقل مشابه لحركة القذائف
epitaxial growth	نمو التناضد
sticky ends	نهايات لزجة
vertical geometry	هندسة شاقولية
valleys	وديان

energy valleys	وديان الطاقة
active medium	وسيط فعال
classical description	وصف تقليدي
particular potential profile	وصف كمون خاص
conduction	الوصل
Bloch function	وظيفة بلوك
pumping	يضخ

ثبت المصطلحات
إنجليزي ـــ عربي

absorption edge	حافة الامتصاص
absorption of one photon	امتصاص فوتون واحد
acceptors	متقبلون
active medium	وسيط فعال
active region	منطقة فعالة
alkanethiol endgroups	مجموعات نهائية ألكانيث
alligator clip	ملقط بأسنان
alloy	مزيج
amino acids	حموض أمينية
amorphous	لامتجانس
angular frequency	تردد زاوي
angular momentum	عزم زاوي
anisotropic two-dimensional layered structures	بنى مطبقة ثنائية الأبعاد غير متناظرة
annihilation	إبطال
antibodies	الصادات
antibonding state	حالة عدم الارتباط
antigens	مولدات الضد

approximation, virtual-cathode	تقريب، مهبط وهمي
approximation, virtual-crystal	تقريب، بلور وهمي
armchair	أريكة
atomic force microscopy	مجهر ذو القوة الذرية
atomic orbitals	مدارات ذرية
ballistic motion	حركة القذيفة
bandgap wavelength	طول موجة الفجوة الطاقية
band-to-band	حزام إلى حزام
base of diode	قاعدة الديود (ثنائي القطبية)
basis vectors	متجهات القاعدة
biomolecule-inorganic cluster hybrid	تجمع هجين ثنائي الجزيئات لاعضوي
bipolar transistors	ترانزستورات ثنائية القطبية
Bloch form	شكل بلوك
Bloch function	وظيفة بلوك
block copolymers	كتلة البوليميرات المشتركة
body-centered cubic lattice	شبكة مكعبة مركزية
Bohr radius	نصف قطر بور
bonding orbital	مدار التراب
bonding state	حالة الترابط
buckyball fullerenes	كرات بلياردو الفلورين
carbon nanotubes	أنبوب كربون نانوي
carboxyl endgroups	مجموعات نهائية كربوكسيلية
cascade structure	بنية متلاحقة
cathode	مهبط
charge-limited transport	نقل محدود بالشحنة
chemical radicals	جذور كيماوية

chemical-vapor deposition	توضيع بالأبخرة الكيماوية
Child's law	قانون تشايلد
chiral angle	زاوية الالتفاف (الحلزنة)
classical ballistic regime	نظام القذائف التقليدي
classical description	وصف تقليدي
classical regime	نظام تقليدي
classical transport regime	نظام نقل تقليدي
coherence length	ترابط الطول
coherent tunneling	عبور نفقي مترابط
coherent waves	مترابطة أمواج
collector	مجمع
collisionless motion	حركة بدون تصادم
complementary	متمم
complex conductivity	إيصال معقد
compound semiconductors	أنصاف نواقل مركبة
concept of hole	مفهوم الثقب
conduction	الوصل
constructive interference	تداخل بناء
Coulomb blockade	حصار كولون
covalent	متكافئ
criterion for laser oscillations	معيار اهتزازات الليزر
cross-sectional STM	فحص مقطعي بالمجهر ذي الأثر النفقي
crystal	بلور
crystalline potential	كمون بلوري
cubic symmetry	تناظر مكعب
cut-off wavelength	طول موجة القطع

CVD	توضيع بالأبخرة الكيماوية
cyclic boundary conditions	شروط حدودية دورية
dangling bonds	روابط متدلية
DBRTD	ديود الرنين النفقي متدلي الروابط
de Broglie wavelength	طول موجة دوبروغلي
degeneracy of states	تردي الحالات
degenerate state	حالة متردية
density of states	كثافة الحالات
density of the distribution	كثافة التوزيع
dephasing length	طول تباين الصفحة
destructive interference	تداخل مدمر
diagonal components	مكونات قطرية
diamond lattice	شبكة ماسية (ألماسية الشكل)
differential resistance	مقاومة تفاضلية
diffusion	انتشار
diffusive classical size effects	آثار الحجم التقليدي الانتشاري
diode	ديود (ثنائي القطبية)
dip-pen nanolithography	طبع نانوي ضوئي بالريشة
direct-bandgap semiconductor	نصف ناقل ذو فجوة حزم مباشرة
discrete energy levels	مستويات طاقة منفصلة
discrete energy portions	أقسام طاقة منفصلة
discrete energy spectrum	طيف طاقة منفصل
dispersion relation	علاقة التبعثر
distribution function	تابع التوزيع
donors	معطون، مانحون
double-barrier resonant-tunneling diode	ذو حاجز مضاعف ديود النفقي المجاوب

drain	مصرف
DRAM	ذاكرة حية (ذاكرة حركية ذات ولوج عشوائي)
Drude formula	صيغة درود
dynamic range	مدى حركي
edge-emitting configuration	تشكيلة الحافة المصدرة
effective temperature	حرارة فعلية
elastic collision	صدم مرن
elastic constants	ثوابت مرنة
elastic moduli	مركبات مرنة
electric current standard	معيار التيار الكهربائي
electromagnetic waves in free space	الأمواج الكهرطيسية في الخلاء
electron affinity	ألفة الإلكترون
electron energy band	حزام طاقة الإلكترون
electron mobility	حركية الإلكترون
electron shuttle	عربة الإلكترون
electron-affinity rule	قاعدة ألفة الإلكترون
emission of a photon	إصدار فوتون
emitter	مصدر
energy band	حزام الطاقة
energy bandgaps	فجوات الطاقة
energy splitting	اقتسام الطاقة
energy subband	حزام الطاقة الجزئي
energy valleys	وديان الطاقة
enzymes	الأنزيمات
epitaxial growth	نمو التناضد
equation, wave	معادلة الموجة

equidistant energy levels case	حالة مستويات الطاقة المتساوية التباعد
etching	الحفر
excess energy	الطاقة الزائدة
expectation value	قيمة التوقع
extra elastic energy	طاقة زائدة المرونة
face-centered cubic lattice	شبكة مكعبة مركزية الوجوه
Fermi distribution function	تابع توزع فيرمي
Fermi energy	طاقة فيرمي
Fermi level	مستوى فيرمي
Fermi statistics	إحصاء فيرمي
Fermi surface	سطح فيرمي
Fermi wavevector	متجهة موجة فيرمي
field-effect devices	الأدوات ذات الأثر الحقلي
field-effect transistors	ترانزستورات ذات الأثر الحقلي
finite conductance	ناقلية منتهية
finite lattice mismatch	عدم تطابق شبكة منتهي
finite resistance	مقاومة منتهية
first Brillouin zone	منطقة بريلوين الأولى
flat band	حزمة مستوية
flexural deformations	تشوهات الثني
flexural modes	أنماط الثني
forward bias	انحياز أمامي
frequency of single-electron tunneling oscillations	تردد اهتزازات العبور النفقي لإلكترون وحيد
gated heterostructures	البنى المتباينة ذات البوابة
gradient	الميلان، التدرج

graphene	الغرافين
ground state	الحالة الأرضية (حالة البدء)
growth chamber	غرفة النمو
gyromagnetic ratio	نسبة مغناطيسية دورانية
Hamiltonian	معامل هامياتوني
harmonic oscillator	مهتز توافقي
heavy hole	ثقب ثقيل
helicity	حلزونية
Hermite polynomial	حدودية هيرميت
heterojunction field-effect transistor	ترانزستور الأثر الحقلي المتباين الوصلات
heterostructure field-effect transistor	ترانزستور الأثر الحقلي ذو البنى المتباينة
heterostructures	البنى المتباينة
high (classical) frequencies	ترددات عالية (تقليدية)
high-electron-mobility transistors	ترانزستورات ذات الإلكترونات عالية الحركية
highest occupied molecular orbital	المدار الجزيئي المشغول الأعلى
highly degenerate electron gas	غاز إلكتروني عالي الانحلال
hole	ثقب
hot electrons	الإلكترونات الحارة
hot-electron effects	آثار الإلكترونات الحارة
hot-electron transistors	الترانزستورات ذات الإلكترونات الحارة
hybridized orbitals	مدارات مهجنة
impedance	ممانعة
incident waves	الأمواج الواردة
incoherent waves	الأمواج غير المترابطة
indirect-bandgap semiconductor	نصف ناقل ذو فجوة طاقية غير مباشرة
induced-base transistor	ترانزستور ذو قاعدة محرَضة

inelastic scattering length	طول بعثرة لامرنة
inelastic scattering	بعثرة لامرنة
inelastic	لامرن
injection	حقن
inorganic nanotube	أنبوب نانوي لاعضوي
insulators	عازل
interband phototransitions	انتقالات الضوء بين الحزم
intraband absorption	امتصاص عبرالحزم
intrinsic density	كثافة ذاتية
intrinsic material	مادة صرفة
isolated islands	جزر معزولة
isotropic effective mass	كتلة حقيقية متجانسة
Landauer formula	صيغة لانداوير
laser ablation	بتر ليزري
laser diodes	ديودات ليزرية
lattice constant	ثابت الشبكة
lattice	شبكة
law of energy conservation	قانون انحفاظ الطاقة
law of momentum conservation	قانون انحفاظ الاندفاع
light hole	ثقب ضوء
light-emitting diodes	ديودات مصدرة للضوء
linear electron concentration	تركيز الإلكترونات الخطي
longitudinal modes	أنماط طولية
longitudinal	طولي
low frequencies	ترددات منخفضة
lowest unoccupied molecular orbital	المدار الجزيئي غير المشغول الأدنى

macromolecular cells	خلايا جزيئية كبرى
magnetic resonance force microscopy	تصوير بالمجهر ذي قوة التجاوب المغناطيسي
magnetic resonance imaging	تصوير بالتجاوب المغناطيسي
many-electron system	نظام متعدد الإلكترونات
many-valley semiconductors	أنصاف النواقل المتعددة الوديا
Mathieu equation with damping	معادلة ماثيو مع التخامد
Maxwellian distribution	توزيع ماكسويل
MBE	تناضد الحزمة الجزيئية
mean free path	متوسط المسار الحر
mesoscopic device	أداة ميزوسكوبية (صغيرة)
mesoscopic systems	نظم ميزوسكوبية
mesoscopic transport regime	نظام نقل ميزوسكوبية
metallic island	جزيرة معدنية
metal-oxide-semiconductor FET	معدن-أوكسيد-نصف ناقل ترانزستور ذو أثر حقلي
metal-semiconductor FET	معدن-نصف ناقل ترانزستور ذو أثر حقلي
microelectronics	إلكترونيات دقيقة
microlasers	ليزر دقيق أجهزة
miniature styrene chain	سلسلة مصغرة
modes	أنماط
modulation-doped FET	ترانزستور ذو أثر حقلي متغير الإشابة
molecular-beam epitaxy	تناضد الحزمة الجزيئية
momentum	اندفاع
Moore's law	قانون مور
Mott-Gurney law	قانون موت-غروني
nanoelectromechanical systems	النظم الكهرميكانيكية النانوية

nanoelectronics	إلكترونيات نانوية
nanolithography methods	طرق الطبع الضوئي النانوية
nanoscience	علوم نانوية
nanotechnology	تقانة نانوية
nanowire FET	من سلك نانوي ترانزستور ذو أثر حقلي
NEMS	النظم الكهرميكانيكية النانوية
non-complementary	عدم التتام
non-stationary wavefunction	تابع موجي غير مستقر
normally off structure	بنية في حالة إطفاء بشكل طبيعي
normally on structure	بنية في حالة تشغيل بشكل طبيعي
number of quanta	عدد الكمّات
Ohm's law	قانون أوم
oligonucleotides	أوليغونيكليوتيدات
one-dimensional electron system	نظام إلكترون أحادي البعد
one-dimensional transport	نقل أحادي البعد
one-dimensional wavevector	شعاع موجة أحادي البعد
one-particle wavefunction	تابع موجي أحادي الجسيم
open optical resonators	أجهزة التجاوب الضوئي المفتوحة
optical excitation	التحريض الضوئي
optoelectronic devices	الأدوات الإلكترونية الضوئية
parametric amplification	تضخيم وسيطي
parametric resonance	تجاوب وسيطي
particular potential profile	وصف كمون خاص
Pauli exclusion principle	مبدأ استثناء باولي
peak-to-valley ratio	نسبة قمة إلى وادي
penetration of a particle	تغلغل جسيم

peptides	ببتيدات
period	دور
periodic	دوري
phase shift	إزاحة الصفحة
phase time	زمن الصفحة
phase velocity	سرعة الصفحة
photolithography	الطبع الضوئي
photons	فوتونات
photoresists, negative	صماغات سالبة
photoresists, positive	صماغات موجبة
phototransitions	الانتقالات الضوئية
physical statistics	الإحصاء الفيزيائي
Planck's constant	ثابت بلانك
Planck's constant, reduced	ثابت بلانك المختزل
point particle	جسيم نقطي
point symmetry	تناظر نقطي
polarization charge	شحنة استقطاب
polaron	مقطاب
polycrystalline	متعدد البلورات
population inversion	قلب الشاغلين
potential-effect transistors	ترانزستورات الأثر الكموني
primitive cell	خلية بدائية
primitive translation vectors	متجهات انسحاب بدائية
proteins	بروتينات
pseudomorphic heterostructures	بنى متعددة . . كاذبة
pump	مضخة

pumping power	قوة الضخ
pumping	يضخ
quality factor	معامل النوعية
quanta	كمات
quantization of electron motion	تكميم حركة الإلكترون
quantum ballistic transport regime	نظام نقل القذائف الكمومي
quantum ballistics	حركة القذائف الكمومية
quantum boxes	صناديق كمومية
quantum dots	نقاط كمومية
quantum number	عدد كمومي
quantum point contact	نقطة تماس كمومية
quantum regimes of transport	النظم الكمومية للنقل
quantum size effects	آثار الحجم الكمومي
quantum wire	سلك كمومي
quantum-interference transistor	ترانزستور التداخل الكمومي
quasiballistic transport	نقل مشابه لحركة القذائف
quasiballistic	مشابه لحركة القذائف
quasielectric	شبه كهربائي
quasi-Fermi levels	شبه مستويات فيرمي
radially symmetric function	تابع متناظر قطرياً
radiative recombination	تجمع مشع
range of coordinates	مدى الإحداثيات
range of momenta	مدى العزوم
reactive-ion etching	حفر برد فعل الشوارد
reactor	مفاعل
reflected waves	الأمواج المنعكسة

relative mismatch	عدم تطابق نسبي
relative positions	مواضع نسبية
resonant-tunneling process	عملية العبور النفقي المجاوب
resonators	رنَّانات (الأجهزة ذات الرنين)، المهتزات
reverse bias	انحياز عكسي
scanning tunneling microscopy	تصوير بمجهر المسح النفقي
scattering	بعثرة
Schottky barrier	حاجز شوتكي
Schottky depletion region	منطقة نضوب شوتكي
Schottky voltage	جهد شوتكي
Schottky-gate structures	بنى بوابة شوتكي
Schrodinger wave equation	معادلة أمواج شرودنغر
self-consistency problem	مشكلة الانسجام مع الذات
semiclassical transit time	زمن العبور نصف التقليدي
separation by implantation of oxygen	فصل بزرع الأكسجين
sequential tunneling	العبور النفقي التتابعي
sheet concentration of electrons	التركيز اللوحي للإلكترونات
shot noise	ضجيج الطلقة
simple cubic	مكعب بسيط
single-electron devices	أجهزة أحادية الإلكترون
single-electron pump	مضخة أحادية الإلكترون
single-electron transistor	ترانزستور أحادي الإلكترون
single-electron transport	نقل أحادي الإلكترون
single-walled nanotube	أنبوب نانوي أحادي الجدار
sites	مواقع
source	مصدر

space-charge-limited transport	نقل محدود بالعلاقة شحنة-فراغ
spacer layer	طبقة فاصلة
specific conductivity	ناقلية محددة
spherical functions	توابع كروية
spin number	عدد اللف
spin	لف
spin-orbit interaction	تأثير متبادل لف-مدار
split-gate technique	تقنية البوابة المنقسمة (المنشطرة)
split-off valence band	حزام التكافؤ المنقسم (المنشطر)
spontaneous emission of a photon	الإصدار الفوري لفوتون
standing waves	الأمواج المستقرة
Stark effect	أثر ستارك
stationary states	حالات مستقرة
stationary wavefunction	تابع موجي مستقر
stationary-state case	حالة الاستقرار
sticky ends	نهايات لزجة
stimulated emission	إصدار محرض
strain tensor	تنسور (موتّر) التشوه
superlattice	شبكة فائقة
superposition principle	مبدأ التراكب
surface energy	طاقة السطح
surface reconstruction	إعادة بناء السطح
surface-emitting configuration	تشكيلة إصدار السطح
surface-emitting laser	ليزر إصدار السطح
temperature effect	أثر الحرارة
thermal diffusion length	طول الانتشار الحراري

thiol bond	رابطة ثيول
total energy	الطاقة الكلية
traditional low-dimensional structures	بنى تقليدية صغيرة الأبعاد
transistors	ترانزستورات
transit time	زمن العبور
translational symmetry	تناظر انسحابي
transmission coefficient	معامل الانتقال
transmission electron microscopy	فحص بمجهر انتقال الإلكترونات
transverse classical size effects	آثار الحجم التقليدي المستعرض
transverse effective masses	كتل فعلية مستعرضة
transverse modes	أنماط مستعرضة
traveling plane waves	أمواج متنقلة مستوية
trial wavefunctions	توابع موجية تجريبية
triblock polymer	بوليمير ثلاثي الكتلة
tri-n-octylphosphide	ثلاثي ن أوستيلوسفيد
tunnel channel	قناة النفق
tunneling effect	أثر نفقي
tunneling electric current	تيار كهربائي نفقي
tunneling	عبور النفق
turnstile operation	عملية دوارة
turnstile	دوار
two possible polarizations of the electromagnetic wave	استقطابان ممكنان للموجة الكهرطيسية
two-dimensional electron concentration	تركيز الإلكترونات ثنائي الأبعاد
two-dimensional	ثنائي الأبعاد
ultra-high (quantum) frequencies	ترددات عالية جداً (كمومية)

uncertainty principle	مبدأ الشك
uncertainty relation	علاقة الشك
ungated heterostructures	بنى متباينة بدون بوابة
unipolar device	أداة أحادية القطبية
unipolar intersubband quantum-cascade laser	ليزر شلال كمومي عبرالحزم أحادي القطبية
unit cell	خلية الواحدة
vacuum level	مستوى الخلاء
valence energy	طاقة التكافؤ
valence	تكافؤ
valence-mismatched bonds	روابط غير متوافقة التكافؤ
valleys	وديان
variation method	طريقة التغيير
velocity overshoot	تجاوز السرعة
velocity-modulation transistor	ترانزستور تغير السرعة
vertical geometry	هندسة شاقولية
vertical	شاقولي
virtual-crystal approximation	تقريب البلور الوهمي
voltage-controlled devices	أدوات محكومة بالجهد
warm electrons	إلكترونات دافئة
wave intensity	شدة الموجة
wave interference	تداخل الموجات
wave mechanics	ميكانيك الموجة
wave surfaces	سطوح الموجة
wavefunction mapping	رسم التابع الموجي
wavefunction	تابع موجي

wavelength	طول الموجة
wavenumber	العدد الموجي
wave-particle duality	ثنوية جسيم-موجة
wavevector of the electron	شعاع الموجة للإلكترون
wavevector	شعاع الموجة
wide-bandgap semiconductors	أنصاف النواقل ذات فجوة طاقة عريضة
work function	تابع العمل
wrapping angle	زاوية الالتفاف
wrapping vector	شعاع الالتفاف
zero-dimensional system	نظام بلا بعد
zero-dimensional	بلا بعد
zero-point vibrations	اهتزازات بلا نقاط

فهــرس

ـ ب ـ

ـ ت ـ

- خ -

- ش -

- غ -

- ف -

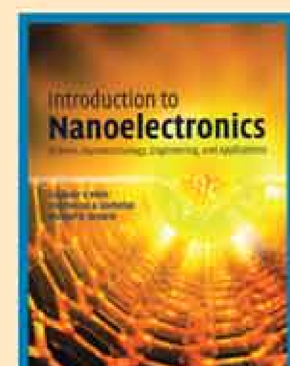
- ق -

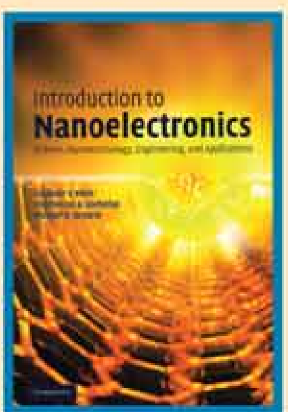
ـ ن ـ

ـ هـ ـ

مدخل إلى الإلكترونيات النانوية

علم وهندسة وتطبيقات(*)





(*) الكتاب الثاني من النانو

السلسلة: تضم هذه السلسلة ترجمة لأحدث الكتب عن التقنيات التي يحتاج إليها الوطن العربي في البحث والتطوير ونقل المعرفة إلى القارئ العربي.

الكتاب: يوفر هذا الكتاب سرد ميسّر ومتعدد الاختصاصات للتقانة والعلوم التي تدعم الإلكترونيات النانوية بما فيها الفيزياء الأساسية، والبنى والمواد والأدوات النانوية. ويزود إطاراً جامعاً للأفكار اللازمة لفهم آخر التطورات في مجال النانويات من دون افتراض معرفة مسبقة بفيزياء الكم.

يبحث الكتاب في مواد الإلكترونيات النانوية من حيث التنمية والتوصيف ثم المعالجة والتصنيع. وتعين إيضاحاته الوفيرة ومسائل الوظائف وبرامج «جافا» التفاعلية الطالب على استيعاب مبادئ التقانة النانوية وتطبيقها في مسائل حقيقية. يناسب هذا الكتاب بأسلوبه السلس الدقيق ومتعدد الاختصاص طلاب الهندسة الكهربائية والإلكترونية والعلوم النانوية، وعلم المواد، والهندسة الكيميائية والحيوية في المراحل الجامعية والدراسات العليا.

المؤلفون: **فلاديمير ف. ميتين:** أستاذ ورئيس قسم الهندسة الكهربائية في جامعة بوفالو ـ جامعة ولاية نيويورك ـ ساهم بتأليف ثمانية كتب ولديه مئة منشور تخصصي وعشرات براءات الاختراع.

فياتشسلاف أ. كوشلاب: أستاذ ورئيس قسم الفيزياء النظرية في معهد أنصاف النواقل ـ الأكاديمية الوطنية للعلوم ـ أوكرانيا. له أكثر من 200 مقال علمي منشور.

ميكائيل أ. ستروسكيو: أستاذ في أقسام هندسة الكهرباء، والكمبيوتر، والهندسة الحيوية، في جامعة إلينوي ـ شيكاغو. زميل في IEEE، والجمعية الأميركية لتقدم العلوم AAAS.

المترجم: **علي سكاف:** دكتوراه إلكترونيات ميكروية (1995) من المعهد الوطني للبوليتكنيك ـ غرينوبيل ـ فرنسا. رئيس قسم هندسة الكمبيوتر في جامعة القلمون ـ سوريا.

سلسلة كتب التقنيات الإستراتيجية والمتقدّمة

1. المياه
2. البترول والغاز
3. البتروكيمياء
4. النانو
5. التقنية الحيوية
6. تقنية المعلومات
7. الإلكترونيات والاتصالات والضوئيات
8. الفضاء والطيران
9. الطاقة
10. المواد المتقدمة
11. البيئة





المنظمة العربية للترجمة

الثمن: 30 دولاراً
أو ما يعادلها

ISBN 978-9953-82-443-7
9 789953 824437

مدخل إلى الإلكترونيات النانوية
علم وهندسة وتطبيقات

فلاديمير ف. ميتين
فياتشسلاف أ. كوشلاب
ميكائيل أ. ستروسكيو

(4 - 2)